

T H È S E

Présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES
SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par **Thomas BONNET**

pour obtenir le grade de

Docteur

Spécialité : Astrophysique, Plasmas et Corpuscules

**Caractérisation et optimisation de sources
d'électrons et de photons produites par laser
dans les domaines du keV et du MeV**

Thèse dirigée par MM Franck GOBET et Medhi TARISIEN

préparée au Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan
(CENBG)

Soutenue le 29 novembre 2013

Devant la commission d'examen formée de :

<i>Président :</i>	Dimitri BATANI	-	Professeur - CELIA - Bordeaux
<i>Rapporteurs :</i>	Julien FUCHS	-	Directeur de Recherche - LULI - Palaiseau
	Olivier DORVAUX	-	Maître de conférences - IPHC - Strasbourg
<i>Examineur :</i>	Gilbert BÉLIER	-	Chef de Laboratoire - CEA/DIF - Bruyères-le-Châtel
<i>Directeurs :</i>	Franck GOBET	-	Professeur - CENBG - Bordeaux
	Medhi TARISIEN	-	Maître de conférences - CENBG - Bordeaux

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Bernard Haas et Philippe Moretto, les deux directeurs du CENBG qui se sont succédés au cours de ma thèse, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire. Un grand merci aux personnes qui travaillent au CENBG et que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant ces 3 années : à l'ensemble des services informatique, mécanique, électronique et instrumentation pour leurs conseils. Mes remerciements vont en particulier à Nadine pour son aide dans toutes les tâches administratives, sa compétence et sa disponibilité ainsi qu'à Tina pour son enthousiasme un peu bruyant !

Je remercie également l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté le travail de relecture de ce mémoire. Merci à Dimitri Batani d'avoir présidé le jury, à Julien Fuchs et à Olivier Dorvaux d'en avoir été les rapporteurs ainsi qu'à Gilbert Béliet. Leurs remarques constructives ainsi que leurs questions m'ont permis de grandement améliorer ce manuscrit.

Je souhaite ensuite, tout particulièrement, remercier mes deux directeurs de thèse, Franck et Medhi, qui ont encadré ces trois années de travail. Je remercie Franck, pour sa disponibilité malgré sa charge importante de travail à l'université. La pédagogie et la rigueur dont il a toujours su faire preuve m'ont permis d'avancer au cours de ces trois années et ont grandement contribué à ma formation scientifique. Même si ma tentative de le convertir à "root" s'est soldée par un cuisant échec face à "xmgrace", j'ai beaucoup apprécié de travailler avec lui.

Je remercie également Medhi pour les nombreuses discussions de physique que l'on a pu avoir et qui ont permis de débloquer de nombreux problèmes. Ses compétences sans failles en système d'acquisition et en électronique n'ont d'égales que son souci de pédagogie lorsqu'il s'agit de faire une présentation ou d'écrire un rapport. Bien que nos interminables discussions sur l'enseignement soient restées sans franches conclusions, je le remercie tout particulièrement pour sa gentillesse et son écoute.

Je les remercie tous les deux pour les heures passées sur ce manuscrit et pour les conseils et suggestions qu'ils ont su m'apporter lors de son écriture.

Je tiens également à remercier Fazia de m'avoir accueilli au sein de son groupe. Sa bonne humeur, sa gentillesse et sa disponibilité font que ces trois années au sein de la famille ENL ont été un plaisir pour moi. Merci aussi à Maud, avec qui nous avons débarqué en même temps chez ENL, pour ses conseils toujours judicieux tant qu'il ne s'agit pas de cinéma. Je remercie aussi Marie-Madeleine, toujours

présente pour relire un papier ou donner des conseils sur une présentation. Je vous remercie tous pour la relecture minutieuse du manuscrit et pour les conseils avisés que vous avez su me donner.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu travailler lors des expériences de ma thèse. Et notamment, je remercie Sébastien Hulin de m'avoir accueilli pendant 5 semaines au CELIA et pour les nombreux échanges concernant les IPs que nous avons pu avoir.

Je tiens également à remercier mes colocataires de bureau avec qui la cohabitation a toujours été plus qu'agréable. Merci à David pour sa gentillesse et pour ce café du petit matin sans lequel une journée ne peut commencer. David, n'écoute pas les jaloux, ton café c'est le meilleur ! Merci également à Maxime pour sa bonne humeur. Même s'il faut t'envoyer à 500 bornes de distance pour pouvoir réfléchir dans le bureau, on aime bien le petit bazar que tu nous mets. Finalement merci à Igor pour ses bons plans "live music".

Je termine ces remerciements par tout ceux qui "ne comprennent pas forcément grand chose à la physique". A ceux-la, je m'excuse par avance si l'histoire ne se révèle pas aussi trépidante qu'escomptée même si je me suis efforcé d'y ajouter quelques images. J'espère simplement que vous saurez apprécier tout le suspense de l'histoire qui ne se révèle que par une lecture attentive (notamment du chapitre 3 dans lequel le récit atteint son paroxysme et où un certain nombre d'éléments clés sont révélés... il est même conseillé de le relire plusieurs fois d'affilées !!!). Je tiens à les remercier pour tous les bons moments passés durant ces 3 années qui ont indirectement mais indiscutablement contribué à ce mémoire. Et finalement, comme je sais que certains s'en inquiètent depuis quelques temps déjà, je tiens à les rassurer : c'est fini, je ne suis plus étudiant, je vais pouvoir commencer à travailler pour de vrai maintenant !

Je tiens également à remercier mon entourage proche, mes parents, ma sœur et Olivier qui m'ont soutenu durant tout ce travail de rédaction. Et je remercie également Camille pour son soutien et pour avoir bien voulu servir, en avant-première, de "cobaye naïf" pour l'ensemble des explications de ce mémoire. Je la remercie également pour ses relectures attentives.

Table des matières

Introduction	1
1 Accélération d'électrons dans les plasmas produits par des lasers de puissance	7
1 Les lasers de puissance	7
1.1 Introduction	7
1.2 Grandeurs caractéristiques d'une impulsion laser intense	8
2 Les plasmas formés par laser	11
2.1 Grandeurs caractéristiques d'un plasma	11
2.2 Production d'un plasma par une impulsion laser de longue durée (ns)	11
2.3 Propagation d'une onde laser dans un plasma	12
2.3.a Plasma sous-critique et plasma surcritique	12
2.3.b Autofocalisation	13
3 Mécanismes d'accélération des électrons	14
3.1 Force pondéromotrice ($\vec{J} \wedge \vec{B}$) : accélération directe et création d'une onde plasma	14
3.2 Sillage laser	15
3.3 Sillage auto-modulé et sillage forcé	16
3.4 Régime d'accélération dit de la bulle	19
4 Grandeurs caractéristiques des faisceaux d'électrons accélérés par laser	21
4.1 Température du faisceau d'électrons	22
4.2 Angle d'émission et divergence angulaire du faisceau d'électrons	24
4.3 Absorption laser	26
5 Méthodes expérimentales de caractérisation des distributions énergétiques et angulaires des faisceaux de particules accélérées par laser	27
5.1 Systèmes dispersifs	28
5.2 Fluorescence X	29
5.3 Empilement d'écrans photostimulables	29
5.4 Activation nucléaire	30
6 Conclusion	31

2	Étude de la réponse des écrans photostimulables à des faisceaux de particules	33
1	Les écrans photostimulables	33
1.1	Composition des écrans photostimulables	36
1.2	Principe de la luminescence photostimulée dans la couche sensible	36
1.3	Lecture des écrans	39
2	Recombinaison spontanée au cours du temps : <i>fading</i>	40
2.1	Paramétrisation du <i>fading</i>	42
2.2	Détermination expérimentale de la fonction de <i>fading</i>	42
3	Modélisation des écrans photostimulables	47
3.1	Position du problème	47
3.2	Travaux antérieurs	48
3.3	Modélisation des écrans photostimulables sous Geant4	49
3.4	Modélisation de la réponse d'un écran : dépôt d'énergie dans la couche sensible	54
3.5	Modélisation de la réponse d'un écran : absorption des photons dans la couche sensible	56
4	Fonctions de réponse des écrans photostimulables	58
4.1	Étalonnage et fonctions de réponse aux protons	59
4.1.a	Dispositif expérimental	60
4.1.b	Mesures de la réponse aux protons	64
4.1.c	Ajustement du modèle sur les données expérimentales	66
4.2	Étalonnage et fonctions de réponse aux photons et aux électrons	70
4.2.a	Dispositif expérimental	71
4.2.b	Lien entre le taux de production de PSL et l'énergie déposée effective pour une source radioactive	72
4.2.c	Détermination de la sensibilité des écrans aux électrons et aux photons	76
4.3	Étalonnage et fonctions de réponse aux particules α	82
5	Comparaison de la sensibilité des écrans photostimulables aux différents types de particules : effet de <i>quenching</i>	86
6	Procédure d'étalonnage des écrans photostimulables	88
6.1	Mesure de la fonction de <i>fading</i>	89
6.2	Mesure de la fonction de réponse	90

7	Conclusion	91
3	Effets du pré-plasma sur les caractéristiques d'une source d'électrons et de γ de haute énergie ($> \text{MeV}$)	95
1	Contexte scientifique et motivations	96
1.1	Effets de la longueur de pré-plasma	96
1.2	Expérience auprès de l'installation laser Alisé	99
2	Dispositif expérimental de l'expérience réalisée auprès de l'installation ELFIE	101
2.1	Caractéristiques des faisceaux de chauffage et principal . .	102
2.2	Description des cibles	104
2.3	Diagnostics utilisés	106
2.3.a	Interférométrie Nomarski	108
2.3.b	Imagerie de pénombre : sténopé	112
2.3.c	Croix d'activation nucléaire et spectromètre . . .	113
3	Caractérisation énergétique et angulaire du faisceau d'électrons . .	114
3.1	Distributions angulaire et énergétique du faisceau d'électrons	115
3.2	Détermination des paramètres de la distribution par activation nucléaire	116
3.2.a	Description de la croix d'activation	116
3.2.b	Réactions photonucléaires dans les échantillons de cuivre et de carbone	117
3.2.c	Comptage du nombre de réactions par échantillon	119
3.2.d	Du nombre de réactions aux caractéristiques du faisceau d'électrons	121
3.3	Détermination de la température électronique avec un spectromètre constitué d'un empilement d'écrans photostimulables	124
3.3.a	Description du spectromètre	125
3.3.b	Mesure du nombre de PSL par écran	126
3.3.c	De la distribution en PSL mesurée à la température du faisceau d'électrons	127
3.3.d	Comparaison des températures électroniques obtenues avec la croix aux températures électroniques obtenues avec le spectromètre	134
3.4	Caractérisation du faisceau d'électron par l'analyse combinée de l'activation nucléaire et du spectromètre	134

4	Effet des grandes longueurs de pré-plasma en face avant de la cible	136
4.1	Évolution du gradient de pré-plasma en fonction du délai entre les faisceaux	138
4.2	Température du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma	139
4.3	Nombre de photons de <i>bremsstrahlung</i>	141
4.4	Ouverture angulaire du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma	145
4.5	Taille de la source de photons en fonction de L	146
4.6	Synthèse	147
5	Effet de la longueur du plasma en face arrière de la cible	149
5.1	Caractéristiques du plasma en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal	149
5.1.a	Longueur du gradient de pré-plasma en face avant	149
5.1.b	Simulation de l'expansion du pré-plasma	150
5.2	Température du faisceau d'électrons pour l'ensemble des tirs	154
5.3	Nombre d'électrons accélérés en fonction du délai Δt entre les tirs	155
5.4	Ouverture angulaire du faisceau d'électrons	156
5.5	Taille de la source de photons	157
5.6	Synthèse	159
6	Conclusion	160
4	Production d'une source d'X par interaction d'une impulsion femtoseconde avec une cible liquide	161
1	Introduction	161
2	Travaux antérieurs sur des cibles de gallium liquide	162
3	Dispositif expérimental	165
4	Caractérisation du spectre d'X	168
4.1	Détecteur et chaîne électronique d'acquisition	169
4.2	Problématique du taux d'empilement	173
4.3	Caractérisation du spectre d'X	180
4.3.a	Spectre en énergie déposée dans le scintillateur	180
4.3.b	Simulations Geant4 pour calculer le spectre en énergie déposée dans le scintillateur sans empilement de photons	182

4.3.c	Prise en compte de l'empilement de plusieurs photons et normalisation du spectre simulé	182
4.3.d	Détermination de la température du faisceau de photons par une technique des moindres carrés	185
4.3.e	Remarques	185
5	Résultats expérimentaux	187
6	Discussions et interprétations	190
7	Conclusion	194
Conclusion		197
Bibliographie		201

Introduction

En 1950, en cherchant à expliquer l'origine des rayons cosmiques, McMillan émet l'hypothèse que des particules peuvent être accélérées par des ondes électromagnétiques se propageant dans la matière fortement ionisée de la couronne solaire [McM50]. Une trentaine d'années plus tard, Tajima et Dawson proposent de recréer ces conditions en laboratoire en faisant interagir un laser de haute intensité avec un plasma [Taj79]. Ils montrent d'un point de vue théorique qu'en utilisant une impulsion laser d'une intensité de 10^{18} W/cm², il est possible de produire des gradients de champs électriques de 10^9 V/cm bien supérieurs aux gradients de 5×10^5 V/cm accessibles auprès d'un accélérateur traditionnel.

En parallèle, d'un point de vue expérimental, la technologie laser connaît un développement très important. Notamment, la méthode d'amplification à dérive de fréquence ou *chirped pulse amplification* [Str85] permet d'obtenir des impulsions lasers énergétiques de plus en plus courtes et donc des intensités lasers de plus en plus importantes. À partir des années 1990, les conditions de Tajima et Dawson sont remplies et des faisceaux d'électrons avec des énergies supérieures à 100 MeV et d'une charge de quelques nC sont produits [Ami95, Nak95, Ums96, Tin97]. Les caractéristiques de ces faisceaux d'électrons sont très différentes des caractéristiques des faisceaux produits avec des accélérateurs traditionnels. Ils présentent notamment une distribution en énergie continue qui suit une loi en exponentielle décroissante. L'optimisation de ces faisceaux est un travail en pleine évolution. Il est montré que dans certaines conditions d'interaction laser/matière bien particulières, notamment en terme de durée d'impulsion laser, les caractéristiques énergétiques de ces faisceaux de particules s'approchent de celles des accélérateurs traditionnels. En 2004, des équipes montrent ainsi la possibilité de produire des faisceaux de grandes charges (500 pC) avec des énergies moyennes élevées (autour de 170 MeV) associées à une dispersion en énergie de quelques pourcents et de faibles divergences angulaires (quelques mrad) [Fau04, Ged04, Man04].

Ces sources de particules permettent d'envisager des applications différentes de celles accessibles avec des accélérateurs. Par exemple, leurs durées très brèves (ps) permettent d'étudier la dynamique d'objets à des échelles de temps jusqu'alors inaccessibles (dynamique moléculaire ou atomique à l'échelle de quelques femtosecondes [Eas84, Tom95]). Ces sources très intenses peuvent être utilisées dans la gamme en énergie de 20 keV à 100 keV pour la radiographie médicale

[Her93] ou encore pour la radiographie d'objets denses de cinétique très grande (expansion d'objets en explosion par exemple [Gol02]). Dans une gamme en énergie comprise entre 1 et 2 MeV, elles peuvent également servir pour l'allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel [Hon06].

C'est dans ce contexte scientifique que le groupe Excitations Nucléaires par Laser (ENL) du Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG) s'est intéressé à ces sources de particules pour l'étude des propriétés nucléaires de la matière à l'état de plasma. Lorsque la matière se trouve à l'état de plasma, les édifices atomiques peuvent être fortement ionisés et excités ce qui a pour conséquence de modifier les couplages entre le noyau et son cortège électronique. Ceci peut avoir des répercussions sur les propriétés nucléaires, telles que la durée de vie. Par exemple, dans le cas du noyau de ^{125}Te , la conversion interne peut être inhibée pour un ion dans un état de charge de 47^+ . Ceci a pour conséquence d'augmenter la durée de vie du noyau excité de 1,5 ns (atome neutre) à 6 ns (ion chargé 47^+) [Att95]. Les lasers de haute énergie et de haute intensité présentent des caractéristiques uniques pour produire de manière synchronisée des cibles à l'état de plasma et des faisceaux de particules de hautes énergies permettant de faire des excitations ou des réactions nucléaires dans ces cibles.

Un des processus d'excitation nucléaire faisant intervenir le cortège électronique et pouvant être potentiellement dominant lorsque la matière est à l'état de plasma est l'effet NEET (*Nuclear Excitation by Electronic Transition*). Au cours de ce processus, un état nucléaire est excité par un photon virtuel issu de la désexcitation d'un état atomique. Pour que ce processus soit possible, il faut que l'énergie de la transition nucléaire soit très proche de l'énergie de la transition atomique. Ceci n'est vérifié que pour certains états de charges et pour certaines configurations électroniques. Pour pouvoir étudier ce processus, il faut donc être en mesure de produire un plasma contenant l'état de charge et les configurations électroniques d'intérêts pour l'effet NEET. L'utilisation d'un laser ns pour produire un plasma d'une durée de vie assez longue (quelques ns) et d'une température de quelques 100 eV est nécessaire pour ces études. Au sein du groupe ENL, un programme d'expériences pour mesurer le taux d'excitation par effet NEET d'un état isomérique du ^{201}Hg à 1,565 keV est en cours [Gos07, Mé07]. En plus de l'excitation par effet NEET, des mécanismes de photoexcitation peuvent également se produire. Pour prédire ces taux d'excitation et extraire le taux NEET, il faut être capable de mesurer la distribution en énergie des photons produits dans le plasma qui peuvent conduire à la photoexcitation de l'état isomérique d'intérêt.

Par ailleurs, le groupe s'intéresse également à l'utilisation d'un laser pour produire à la fois un plasma et un faisceau de particules. Ceci permettrait de montrer que la durée de vie d'un état isomérique peut être modifiée *via* son excitation dans un état de plus haute énergie [Kla91]. En effet, si le noyau dans l'état de plus haute énergie ne se desexcite pas sur l'isomère alors le processus d'excitation conduit à une nouvelle voie de dépeuplement de l'isomère et donc à une diminution de sa durée de vie apparente. Par exemple le ^{84}Rb possède un état isomérique d'une durée de vie de 20,26 minutes et d'une énergie de 463,6 keV qui décroît vers l'état fondamental par l'émission de deux photons γ . À 3 keV au dessus de l'état isomérique, se trouve un état avec une durée de vie beaucoup plus courte de 9 ns. Cet état de plus haute énergie décroît vers l'état fondamental par l'émission de 2 photons γ . Ainsi l'excitation de l'état isomérique vers l'état dont l'énergie est 3 keV au dessus fait baisser sa durée de vie apparente de 20 min à quelques dizaines de ns. On peut montrer qu'au sein d'un plasma, l'état isomérique a une forte probabilité d'être dépeuplé par excitation *via* l'effet NEET lorsque la température électronique du plasma est de l'ordre de 400 eV [Gos]. Pour étudier ce phénomène, il faut donc être en mesure de produire les noyaux de ^{84}Rb dans leur état isomérique au sein d'un plasma dont la température est de 400 eV. La production de l'isomère peut être réalisée au moyen de réactions d'activation $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$, l'isotope ^{85}Rb étant stable. Les γ nécessaires pour induire les réactions (γ, n) peuvent être produits indirectement par une impulsion laser intense (source d'électrons convertie en source de photons par bremsstrahlung dans un bloc de tantale) et le plasma peut être produit au moyen d'un second faisceau laser de chauffage. Les deux faisceaux peuvent être synchronisés en temps au moyen d'un seul faisceau laser séparé en deux parties.

Bien que les expériences sur le ^{201}Hg et le ^{84}Rb citées ci-dessus soient en dehors du cadre de ce travail, le dimensionnement et la réalisation de ce type d'expérience nécessitent de contrôler et d'optimiser les faisceaux de particules produits par laser. Pour estimer le flux de particules nécessaire, on peut faire l'hypothèse de travail selon laquelle on cherche à produire, par photoexcitation, 10^4 noyaux dans leur état isomérique. Fixé arbitrairement, ce nombre correspond à une limite basse sur le seuil de détectabilité. En considérant une section efficace typique de l'ordre de 100 mb et une densité surfacique de la cible de 10^{19} atomes/cm², il est nécessaire de disposer d'un faisceau de 10^{10} photons. De plus, ces photons doivent être délivrés sur la cible au cours de la durée de vie du plasma, qui est de l'ordre de la nanoseconde. Les sources conventionnelles de photons produites à partir du ralentissement de faisceaux d'électrons dans un matériau de Z élevé

ne permettent pas d'atteindre de telles valeurs. C'est la raison pour laquelle, le groupe ENL participe depuis une dizaine d'années à des expériences de caractérisation et d'optimisation de faisceaux de particules produits par laser et étudie la dépendance de leurs caractéristiques avec la nature de la cible ou de son état physique (solide ou plasma). Il sera montré dans ce travail que le nombre de photons produits sur l'installation ELFIE n'est pas très éloigné de la valeur de 10^{10} photons/ns.

Objectifs de la thèse :

Le premier objectif de ce travail de thèse est de mettre en place des outils utiles à la caractérisation des faisceaux de particules accélérées par laser. Le groupe a acquis une expertise dans les techniques de détection de physique nucléaire [Ger08, Tar11]. Au début de mon travail de thèse, le groupe ENL s'est intéressé à l'utilisation quantitative des écrans photostimulables qui sont des détecteurs couramment utilisés lors des expériences laser/plasmas. Une partie de mon travail a consisté à les caractériser pour leur utilisation.

Le deuxième objectif est l'optimisation de sources de particules créées dans l'interaction laser/matière (électrons et photons) en fonction des caractéristiques de la cible au moment de l'interaction (présence ou non d'un pré-plasma). Une source d'électrons dans une gamme en énergie de l'ordre du MeV et une source de photons dans la gamme en énergie de l'ordre de la dizaine de keV ont été étudiées.

Plan du mémoire :

Le premier chapitre présente les grandeurs caractéristiques des lasers de puissance et des plasmas ainsi qu'une présentation des mécanismes d'accélération des électrons dans les plasmas. Ce premier chapitre fait également un bilan des techniques utilisées par le groupe ENL pour la caractérisation des faisceaux de particules accélérées par laser.

Le deuxième chapitre présente le travail mené sur la caractérisation des écrans photostimulables. Les fonctions de réponse des écrans aux photons, électrons, protons et particules α sont établies. Une méthode de travail pour des mesures quantitatives avec ces détecteurs est proposée.

Le troisième chapitre présente l'étude d'une source d'électrons produite sur l'installation ELFIE du LULI dans la gamme en énergie de l'ordre du MeV. La caractérisation du faisceau d'électrons est présentée puis l'optimisation de la

source en fonction de l'extension du pré-plasma au moment de l'application d'un laser intense est discutée.

Le quatrième chapitre présente la caractérisation et l'optimisation d'une source de photons produite à haute cadence sur le laser AURORE du CELIA dans une gamme en énergie d'une dizaine de keV sur une cible de gallium à l'état liquide. La caractérisation de la source est décrite puis les résultats expérimentaux sont présentés et discutés.

Accélération d'électrons dans les plasmas produits par des lasers de puissance

Ce premier chapitre introduit les notions qui seront utilisées dans les chapitres ultérieurs. Le sujet de cette thèse étant la caractérisation des sources d'électrons et d' X produits par laser, nous allons présenter les lasers intenses et leurs grandeurs caractéristiques. Nous présenterons ensuite les caractéristiques des plasmas qui sont formés lors de l'interaction d'une impulsion laser avec la matière. Nous décrirons comment le couplage d'une impulsion laser intense et d'un plasma permet d'accélérer les électrons au sein de ce dernier et quelles sont les particularités de ces faisceaux. Une attention particulière sera portée tout au long de ce chapitre à illustrer les grandeurs introduites par des calculs d'ordres de grandeur associés aux installations sur lesquelles les expériences présentées dans cette thèse ont été réalisées, à savoir : le laser ELFIE du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) et le laser AURORE du Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA). Finalement les techniques couramment utilisées par notre groupe pour caractériser ces faisceaux seront discutées.

1 Les lasers de puissance

1.1 Introduction

Les caractéristiques des lasers impulsionnels ont considérablement évolué durant les 15 dernières années. Cette évolution est en grande partie due à la technique CPA (*Chirped Pulse Amplification*) [Str85]. Cette technique consiste à étirer temporellement l'impulsion laser, pour l'amplifier sans endommager les éléments optiques. L'impulsion est ensuite recomprimée. Par cette technique, il est possible de produire des impulsions lasers dont l'énergie atteint quelques centaines de joules et dont la durée varie de quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15} s)

à la picoseconde (10^{-12} s). Ceci conduit à des puissances lasers comprises entre le térawatt (10^{12} W) et le petawatt (10^{15} W). La fréquence des tirs lasers peut aller du kHz à quelques tirs par jour selon l'installation considérée. Citons par exemple, l'installation LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses qui couple deux chaînes lasers à verre néodyme délivrant chacune 1 kJ en 1,5 ns [LUL] et le laser Ti:Sa BELLA (*Berkeley Lab Laser Accelerator*) du *Lawrence Berkeley National Laboratory* qui sera prochainement capable de délivrer des impulsions de 40 J sur une durée de 40 fs [BEL] à une cadence de 1 Hz.

1.2 Grandeurs caractéristiques d'une impulsion laser intense

Les impulsions laser sont caractérisées par leur éclairement lumineux. Celui-ci est défini par la valeur moyenne du vecteur de Poynting de l'onde sur un cycle optique :

$$I = c^2 \varepsilon_0 \left\| \left\langle \vec{E} \wedge \vec{B} \right\rangle \right\|_{\tau_0} \quad (1.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 est la permittivité du vide, \vec{E} et \vec{B} sont respectivement les champs électriques et magnétiques de l'onde laser et τ_0 est la durée d'un cycle optique de l'impulsion laser. Dans le langage courant, le terme intensité est souvent utilisé à la place du terme éclairement, c'est pourquoi, nous utiliserons le terme intensité dans la suite de ce travail.

Étant donnée la courte durée des impulsions, les lasers de puissance ont des bandes spectrales assez larges et on considère généralement que leur spectre peut être représenté par une gaussienne. Dans ce cas, l'enveloppe temporelle de l'intensité a également une forme gaussienne et on peut exprimer l'intensité laser maximale (en W/cm^2) par :

$$I_{max} = \frac{2E_{laser}}{\pi\tau\omega_0^2} \quad (1.2)$$

où E_{laser} est l'énergie contenue dans l'impulsion laser, τ est sa durée définie comme la largeur temporelle à mi-hauteur en intensité et ω_0 est le *beam waist* c'est-à-dire le rayon spatial du faisceau pour lequel l'intensité a diminué d'un facteur $1/e^2$ par rapport à l'intensité maximale.

Application Numérique :

Le tableau 1.1 donne les ordres de grandeur des intensités des faisceaux des installations ELFIE du LULI et AURORE du CELIA que nous avons utilisées lors de nos expériences. Ces faisceaux sont décrits en détail dans les chapitres 3

et 4, ils sont désignés par faisceau "principal", faisceau de "chauffage" ou "pré-impulsion". On considère des faisceaux en incidence normale sur la cible et avec des taches focales de forme circulaire.

Faisceau		E_{laser}	τ	ω_0 (μm)	I_{max} (W/cm^2)
ELFIE	principal	7 J	400 fs	8,75	$1,5 \times 10^{19}$
	chauffage	40 J	600 ps	136	$2,3 \times 10^{14}$
AURORE	principal	5 mJ	40 fs	10	$8,0 \times 10^{16}$
	pré-impulsion	135 μJ	40 fs	10	$2,2 \times 10^{15}$

Tableau 1.1 – Ordres de grandeur des intensités maximales des faisceaux auxquelles nous avons eu accès auprès des installations ELFIE du LULI et AURORE du CELIA.

L'analyse du profil temporel en intensité d'une impulsion courte (quelques fs) révèle souvent la présence d'un fond plat ou d'autres impulsions d'intensités plus faibles et qui sont en avance par rapport à l'impulsion principale (voir schéma fig.1.1). Ce fond plat est appelé piédestal, il peut avoir une durée de quelques ns. Il correspond à l'amplification de l'émission spontanée de l'oscillateur initial. Les impulsions précédant l'impulsion principale peuvent être dues à des fuites au niveau de la cavité amplificatrice qui donnent lieu à des impulsions à chaque passage dans la cavité. Pour quantifier l'importance de ces effets, on définit le contraste d'une impulsion comme le rapport entre l'intensité du faisceau à un instant donné et l'intensité maximale de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion très courte (100 fs), telle que celle représentée sur la figure 1.1, on distingue le piédestal à l'échelle ns et à l'échelle ps. Il est donc important de préciser l'instant auquel est calculé le contraste. Sur la figure 1.1, à l'échelle ns, on remarque également la présence de trois pré-impulsions qui dégradent le contraste à ces trois instants.

Lorsque l'impulsion est focalisée sur une tache focale de quelques micromètres de diamètre, les champs électriques dans le piédestal peuvent atteindre 10^{13} V/m. Comme les champs électriques atomiques sont, au maximum, de l'ordre de 10^{11} V/m, le piédestal va donc ioniser la cible [Ger07]. Selon la valeur du contraste, l'impulsion principale interagit avec une cible dans un état de plasma plus ou moins dense.

On définit également la longueur de Rayleigh Z_R d'un faisceau laser. Cette grandeur est représentative de la distance sur l'axe de propagation du faisceau sur

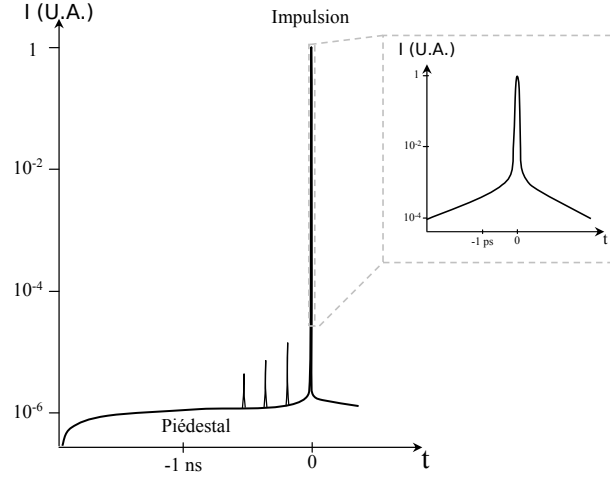


FIGURE 1.1 – Profil temporel schématisé d'une impulsion laser d'une durée de l'ordre de 100 fs. L'impulsion principale est "posée" sur un piédestal dont l'intensité varie avec le temps. Un agrandissement de la zone entourant le pic de l'impulsion est représenté dans le coin supérieur droit de la figure. Le contraste à l'échelle nanoseconde (10^{-6}) est différent du contraste à l'échelle picoseconde (10^{-4}). Sur cet exemple, on distingue trois pré-impulsions en avance par rapport à l'impulsion principale. Le cas représenté ici n'est qu'illustratif : chaque installation a ses caractéristiques propres (extrait de [Pla10]).

laquelle une impulsion est focalisée. Elle est définie par la distance pour laquelle l'intensité est divisée d'un facteur 2 par rapport à son maximum au plan focal [Gli06].

$$Z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (1.3)$$

où λ est la longueur d'onde du laser.

Application Numérique :

Dans le cas de l'installation ELFIE, la longueur d'onde du faisceau est de 1057 nm. La longueur de Rayleigh du faisceau principal est de 227 μm . Sur l'installation AURORE du CELIA, la longueur d'onde du faisceau est de 800 nm. La longueur de Rayleigh du faisceau principal est de 393 μm . Ces ordres de grandeurs montrent qu'il est nécessaire de focaliser le faisceau laser avec soin. Il est également nécessaire de monter les cibles sur des supports dont le déplacement est micrométrique de façon à les positionner à moins d'une longueur de Rayleigh de la zone de focalisation du faisceau, ce qui permet d'avoir une intensité laser sur cible maximale.

2 Les plasmas formés par laser

2.1 Grandeurs caractéristiques d'un plasma

Un plasma est un état particulier de la matière, constitué d'électrons libres et d'ions plus ou moins chargés. Un plasma peut être modélisé par deux fluides chargés (électrons et ions) qui interagissent au travers de la force de Coulomb. L'ensemble des charges présentes dans le plasma induit des forces d'écrantage en son sein et à une grande distance, ce dernier peut être considéré globalement neutre.

Un plasma est caractérisé par sa densité électronique n_e , sa densité ionique n_i , son degré d'ionisation Z_i ainsi que sa température électronique T_e . La température électronique caractérise l'énergie cinétique moyenne E des électrons par la relation $E = \frac{3}{2}k_B T_e$. Par abus de langage, on exprime souvent la température en unité énergétique (eV).

La condition de neutralité du plasma, $n_e = Z_i \times n_i$, implique que lorsqu'un électron est déplacé de sa position initiale, il subit une force de rappel. S'ensuit un mouvement d'oscillation qui dépend des conditions du plasma. On définit la pulsation ω_{pe} associée à cette oscillation par :

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \quad (1.4)$$

où e et m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron et ε_0 est la permittivité du vide. La pulsation ω_{pe} est donc une caractéristique du plasma. De façon équivalente, on peut définir la pulsation plasma des ions ω_{pi} . Cependant, étant donnée la différence de masse entre les deux types de particules, on peut considérer les ions immobiles sur l'échelle de temps caractéristique du mouvement des électrons $1/\omega_{pe}$.

Application Numérique :

Le tableau 1.2 présente les pulsations et les périodes des ondes plasmas électroniques pour différentes valeurs de la densité électronique.

2.2 Production d'un plasma par une impulsion laser de longue durée (ns)

Lorsque l'intensité laser dépasse 10^{12} W/cm², la matière solide s'ionise par des mécanismes tels que l'absorption multi-photonique ou par les collisions liées au

n_e (cm ⁻³)	ω_{pe} (s ⁻¹)	T_{pe} (fs)
10 ²²	$5,6 \times 10^{15}$	1,10
10 ²⁰	$5,6 \times 10^{14}$	11,0
10 ¹⁸	$5,6 \times 10^{13}$	110

Tableau 1.2 – Ordres de grandeur des pulsations plasma électroniques et des périodes de l'onde plasma associée pour différentes valeurs de la densité électronique.

chauffage de la cible [Buf11]. Les temps caractéristiques de l'expansion hydrodynamique du plasma sont inférieurs à la nanoseconde. Ainsi, les impulsions lasers de durées longues, de l'ordre de la nanoseconde ou les piédestaux des impulsions femtosecondes génèrent un plasma à la surface de la cible. Il s'agit d'une région de basse densité électronique où la température est élevée (\sim eV) par rapport à celle de la cible solide (quelques 10 meV). La densité électronique décroît à partir de la surface de la cible généralement sous la forme d'une exponentielle décroissante et on peut la décrire, en première approximation, à une distance x de la surface de la cible par :

$$n(x) = n_0 \exp(-x/L) \quad (1.5)$$

où n_0 est la densité électronique de la cible au niveau de sa surface ($x = 0$), L est la longueur du gradient de pré-plasma c'est-à-dire la distance pour laquelle la densité électronique a diminué d'un facteur e . On caractérise la taille du plasma par cette longueur de gradient L . C'est une caractéristique des pré-plasmas déterminante pour l'étude de l'interaction laser/matière sur cible solide comme nous le verrons dans le chapitre 3.

2.3 Propagation d'une onde laser dans un plasma

2.3.a Plasma sous-critique et plasma surcritique

Pour que l'impulsion laser se propage dans un plasma, il faut que la pulsation du laser ω_L soit supérieure à la pulsation de l'onde plasma électronique ω_{pe} définie précédemment dans la relation 1.4. Lorsque cette condition n'est pas remplie, le temps de réarrangement des électrons devient plus court que la période laser (voir tableau 1.2) et l'impulsion laser ne peut pas se propager dans le milieu : elle est réfléchiée. On définit la densité critique n_c du plasma comme étant la densité électronique pour laquelle $\omega_L = \omega_{pe}$. La densité critique peut alors être exprimée

par :

$$n_c = \frac{1,11 \times 10^{21}}{\lambda^2} \quad (1.6)$$

Dans cette relation, la longueur d'onde du laser λ est exprimée en μm et la densité électronique est obtenue en cm^{-3} . Pour un plasma dont la densité électronique est inférieure à la densité critique n_c l'onde laser peut se propager et on parle alors de plasma sous-critique. Par contre lorsque la densité électronique du plasma est supérieure à cette densité critique, on parle de plasma surcritique.

Application Numérique :

Sur les installations laser ELFIE et AUORE les longueurs d'onde des lasers sont respectivement de $1,057 \mu\text{m}$ et $0,8 \mu\text{m}$. Les densités critiques de ces faisceaux lasers sont donc de $9,9 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ et $1,7 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$.

2.3.b Autofocalisation

Lorsque l'intensité laser devient importante, le mouvement des électrons dans le champ laser intense devient relativiste. Dans ce cas, on montre que l'indice optique du milieu est modifié et dépend de l'intensité du champ laser. Le plasma peut se comporter comme une lentille focalisante pour l'impulsion lumineuse [Gli06]. Ce processus se produit au-delà d'un certain seuil en puissance laser, appelé puissance critique d'autofocalisation. Lorsqu'il est atteint, la focalisation induit une diminution de la tache focale qui entraîne une augmentation de l'intensité laser que l'on appellera intensité effective dans le chapitre 3. Pour une impulsion laser polarisée linéairement, la puissance critique laser d'autofocalisation $P_{autofoc}$ peut s'écrire sous la forme [Spr87] :

$$P_{autofoc} = 1,74 \times 10^{10} \frac{n_c}{n_e} (W) \quad (1.7)$$

Application Numérique :

Dans le cas de l'installation laser ELFIE, la densité critique du plasma est $n_c = 9,9 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ (voir paragraphe 1.2), la puissance critique d'autofocalisation prend les valeurs indiquées dans le tableau 1.3 pour trois valeurs différentes de la densité électronique du plasma n_e .

La puissance laser accessible sur l'installation ELFIE est de l'ordre de 18 TW : il faut donc que la densité électronique du plasma soit supérieure à 10^{18}cm^{-3} pour que le seuil d'autofocalisation soit dépassé. Cela donne une grande gamme

n_e (cm ⁻³)	$P_{autofoc}$
10^{20} cm ⁻³	0,2 TW
10^{19} cm ⁻³	2 TW
10^{18} cm ⁻³	20 TW

Tableau 1.3 – Puissance critique d'autofocalisation sur l'installation laser EL-FIE ($n_c = 9,9 \times 10^{20}$ cm⁻³) pour différentes valeurs de la densité électronique du plasma.

de densités électroniques du plasma pour lesquelles le laser se propage dans le plasma et peut subir un processus d'autofocalisation.

Un calcul similaire sur l'installation AURORE où la puissance laser est de l'ordre de 0,13 TW et la densité critique est de $1,7 \times 10^{21}$ cm⁻³, montre que la densité électronique doit être bien plus élevée ($> 2,5 \times 10^{20}$ cm⁻³) pour que le seuil d'autofocalisation soit dépassé. La gamme de densités électroniques du plasma pour lesquelles le laser peut se propager et subir un processus d'autofocalisation est plus réduite.

3 Mécanismes d'accélération des électrons

L'objet de cette partie est d'effectuer une synthèse des travaux portant sur l'accélération des électrons par laser. De manière générale, l'interaction d'une impulsion laser sur une cible conduit à la production d'une onde plasma électronique se propageant à une vitesse relativiste dans la cible. Cette onde correspond à la propagation dans la cible d'une déformation du champ de densité électronique. Des électrons peuvent être piégés dans cette onde et acquérir une énergie pouvant atteindre plusieurs centaines de MeV.

3.1 Force pondéromotrice ($\vec{J} \wedge \vec{B}$) : accélération directe et création d'une onde plasma

Les conditions pour que l'impulsion laser se propage dans la cible à l'état de plasma ont été décrites. Nous expliquons ci-dessous, comment cette impulsion laser peut accélérer les électrons du plasma.

Par l'intermédiaire de son champ électrique, une onde électromagnétique plane ne peut donner aux électrons qu'un mouvement d'oscillation transverse à la di-

rection de propagation du laser. Le gain en énergie cinétique lié au mouvement longitudinal de l'électron est alors nul. Cependant il n'en est pas de même dans le cas d'une impulsion laser ultra-brève de l'ordre de la femtoseconde. Le champ électrique présente alors de brusques variations, longitudinales (profil temporel) et transversales (profil spatial). Au passage de l'impulsion, l'électron est écarté de sa position initiale. Cependant la valeur du champ électrique a varié avant que l'électron ne soit rappelé à sa position initiale. Dans ce cas, la force moyennée sur une période devient non nulle. Cette force, appelée force pondéromotrice est également notée " $\vec{J} \wedge \vec{B}$ " dans la littérature.

Dans le cas d'un électron, dans le vide, subissant l'effet d'une onde électromagnétique, la force pondéromotrice peut être décrite par la relation suivante [Kru85] :

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2 \lambda^2}{\gamma 8 c^3 \pi^2 \varepsilon_0 m_e} \vec{\nabla} I \quad (1.8)$$

où γ est le facteur relativiste. Cette force est proportionnelle et opposée au gradient de l'intensité lumineuse : elle a tendance à expulser les électrons des zones de fortes intensités.

Ainsi, lors de sa propagation à travers le plasma, l'onde lumineuse expulse les électrons sur son passage. Cette force pondéromotrice est capable d'accélérer directement des électrons dans l'axe du laser. Les ordres de grandeurs des énergies maximales qu'il est possible d'atteindre seront donnés dans la partie 4.1. Cependant la force pondéromotrice est également responsable d'un autre phénomène qui joue un rôle important dans l'accélération des électrons. En effet, une fois l'impulsion lumineuse passée, la condition de neutralité du plasma fait que les électrons se mettent à osciller autour de leur position d'origine. Il se développe alors une onde plasma longitudinale, dans le sillage de l'impulsion lumineuse dont la pulsation est ω_{pe} et ayant une vitesse de phase proche de celle de la lumière. Le couplage entre l'onde laser et l'onde plasma ainsi que le piégeage des électrons dans cette dernière qui se propage à des vitesses relativistes, conduisent à différents processus d'accélération des électrons qui s'avèrent plus efficaces que la force pondéromotrice en terme de gain en énergie des électrons.

3.2 Sillage laser

Dans certains cas, l'onde plasma excitée par la force pondéromotrice peut piéger des électrons. Ceux-ci sont alors accélérés dans le sillage de l'impulsion laser. Ce mécanisme a été décrit par Tajima et Dawson en 1979 dans un article où ils montrent que l'excitation de l'onde plasma par la force pondéromotrice est

maximale si la durée de l'impulsion laser est égale à une demi-période de l'onde plasma [Taj79]. Cette condition nécessite donc de disposer d'une impulsion laser dont la durée est très courte, de l'ordre de π/ω_{pe} .

L'accélération par sillage a été démontrée dans les années 1990 lors d'une expérience réalisée par F. Amiranoff et al. au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) [Ami98]. Des électrons issus d'un accélérateur avec une énergie initiale de 3 MeV ont été accélérés par sillage avec un gain en énergie de 1,6 MeV. Les auteurs ont utilisé un laser Nd, l'impulsion du faisceau contenait une énergie de quelques joules, sur une durée de 400 fs et une intensité de 4×10^{17} W/cm². La densité électronique du plasma était faible, de l'ordre de $2,2 \times 10^{16}$ cm⁻³, pour que les conditions de Tajima et Dawson soient vérifiées (voir tableau 1.2 et relation 1.4). Il a été montré que les valeurs des champs accélérateurs dans l'onde plasma sont de l'ordre de grandeur de 1 à 2 GV/m.

Le spectre des électrons a été mesuré au moyen d'un spectromètre magnétique associé à un ensemble de 17 détecteurs composés de scintillateurs et de photomultiplicateurs. La figure 1.2 présente un spectre d'électrons mesuré lors d'un tir. Les données issues du spectromètre sont représentées par des symboles. La composante basse énergie du signal peut être ajustée par une exponentielle décroissante (trait pointillé), elle est due aux électrons accélérés par sillage laser. La composante haute énergie est due au bruit de fond causé par les électrons diffusés au niveau du point focal du laser et qui sont ensuite rediffusés dans le spectromètre. La contribution de ce bruit de fond au signal a été estimée par des simulations et est tracée en trait discontinu sur la figure 1.2. La somme de ces deux composantes est représentée par la courbe en trait plein. Ainsi, lors de ce tir un électron avec une énergie initiale de 3 MeV a été accéléré jusqu'à 4,5 MeV. Cette technique présente cependant l'inconvénient de nécessiter un accélérateur pour injecter les électrons.

3.3 Sillage auto-modulé et sillage forcé

Le sillage auto-modulé et le sillage forcé sont des mécanismes qui se produisent lorsque l'intensité laser est plus élevée ($I > 10^{18}$ W/cm²) et que le seuil d'autofocalisation est dépassé. On distingue le sillage auto-modulé et le sillage forcé en fonction de la durée de l'impulsion laser. L'accélération par ces mécanismes ne nécessite plus d'injecter des électrons issus d'un accélérateur.

Dans le cas où la durée de l'impulsion est supérieure à la période de l'onde plasma, un couplage entre l'onde plasma et l'onde laser entraîne une modulation temporelle de l'onde laser : c'est le sillage auto-modulé. Ce phénomène est illustré

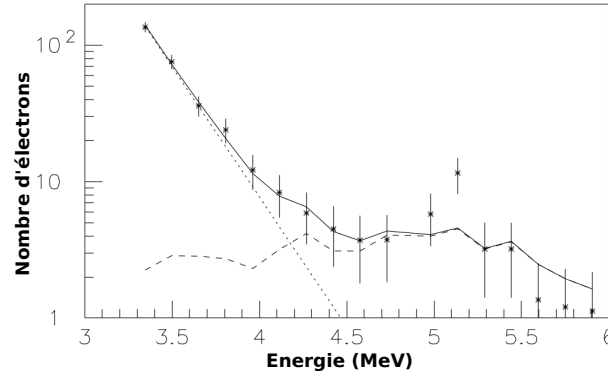


FIGURE 1.2 – Spectre typique des électrons accélérés par sillage laser lors de l'expérience réalisée par Amiranoff et al. pour des électrons injectés avec une énergie initiale de 3 MeV [Ami98]. Les symboles représentent le signal mesuré par un spectromètre magnétique et leurs barres d'erreurs. À basse énergie, le signal est ajusté par une exponentielle décroissante. Le bruit de fond estimé est représenté par un trait discontinu. La somme de ces deux contributions est représentée par un trait plein. Sur l'ensemble des tirs, les auteurs ont mis en évidence un gain maximal en énergie des électrons de 1,6 MeV.

sur la figure 1.3 [Gli06]). Une impulsion lumineuse crée une perturbation de la densité électronique du plasma (a). Le couplage des deux module l'impulsion lumineuse, ce qui a pour effet de renforcer le couplage entre l'onde laser et l'onde plasma. Au final, ce mécanisme conduit à un train d'impulsions lasers séparées par une longueur d'onde plasma qui excite une onde plasma de grande amplitude.

Dans le cas du sillage forcé, la durée de l'impulsion laser est plus courte que dans le cas précédent et devient comparable à la période plasma. Dans ce cas, le chauffage du plasma est nettement moins important qu'en sillage automodulé [Gli06]. Ceci permet d'atteindre des amplitudes de l'onde plasma beaucoup plus élevées et ainsi de plus grandes énergies pour les électrons.

Les distributions en énergie des électrons accélérés sont continues et peuvent être décrites par une ou plusieurs exponentielles caractérisées par une ou plusieurs températures. Elles mesurent l'énergie moyenne des électrons de la distribution par analogie avec la loi de Boltzmann. À titre d'exemple, la figure 1.4 présente les résultats obtenus par le groupe ENL en 2001 lors d'une expérience au LOA (Salle Jaune) avec des cibles solides de polypropylène de différentes épaisseurs [Mal02a]. L'impulsion laser d'une durée de 50 fs est focalisée avec une intensité de 10^{19} W/cm². Les distributions en énergie des électrons ont été mesurées avec

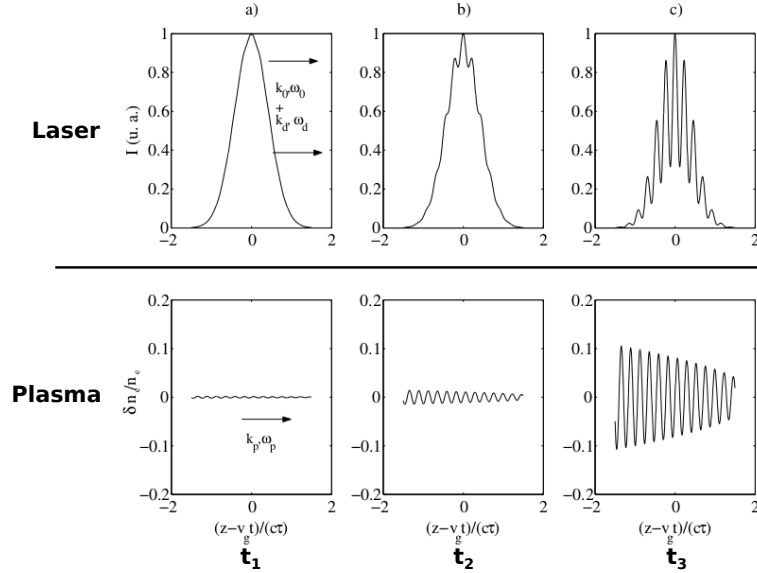


FIGURE 1.3 – Automodulation de l’enveloppe du laser et amplification couplée de l’amplitude de l’onde plasma. Initialement, le laser se propage dans un milieu homogène où se développe une perturbation de densité plasma (t_1). Ceci module légèrement l’enveloppe du laser, ce qui renforce le couplage avec l’onde plasma dont l’amplitude augmente (t_2). Finalement, le mécanisme d’automodulation conduit à un train d’impulsions séparées par une longueur d’onde plasma ce qui excite de façon résonnante une onde plasma de grande amplitude (t_3) (extrait de [Gli06]).

un spectromètre magnétique dont l’analyse des données ne nécessite aucune hypothèse sur la forme de la distribution. Ces distributions en énergie des faisceaux d’électrons accélérés sont bien reproduites par une loi en exponentielle décroissante, les températures correspondantes atteignent plusieurs dizaines de MeV dans le cas d’interaction de l’impulsion laser sur cible de polypropylène de $6\ \mu\text{m}$ d’épaisseur. La température électronique de ces distributions dépend également fortement de cette épaisseur.

Les expériences menées sur jet de gaz montrent qu’il est possible d’obtenir des distributions en énergie d’électrons pouvant aller bien au-delà de 100 MeV [Mal02b]. Ceci est dû à la grande taille de l’onde plasma formée. En particulier, des expériences menées au LOA sur jet de gaz ont montré la présence d’un champ accélérateur de l’ordre de 400 GV/m [Mal02b]. Un faisceau de 5 nC d’électrons dont la température est de l’ordre de 20 MeV est produit. L’ouverture angulaire

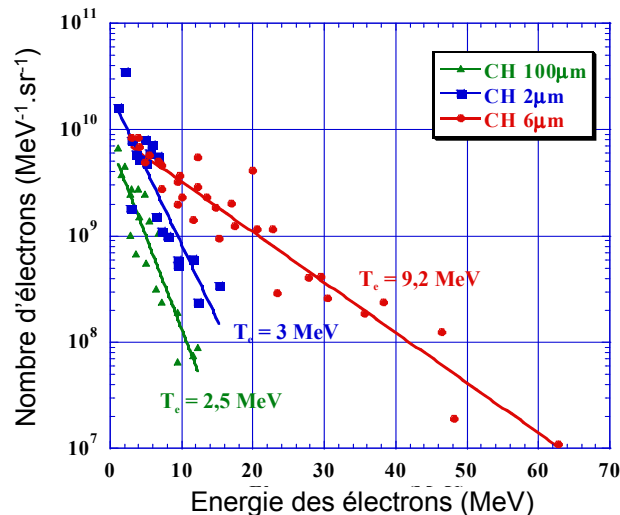


FIGURE 1.4 – Exemples de spectres d'électrons obtenus dans l'axe du faisceau laser sur l'installation "Salle jaune" du Laboratoire d'Optique Appliquée avec des cibles de polypropylène de différentes épaisseurs [Mal02a]. Les données expérimentales, obtenues avec un analyseur magnétique, sont représentées par des symboles. Les ajustements des données expérimentales par des fonctions de la forme $A \exp(-E/T_e)$ sont représentés en lignes continues et les températures électroniques correspondantes sont indiquées.

du faisceau pour des électrons d'énergie de plus de 10 MeV est de 15° . Cette ouverture diminue lorsque l'énergie des électrons augmente.

3.4 Régime d'accélération dit de la bulle

Des travaux théoriques fondés sur des simulations *Particle in Cell* (PIC) ont mis en évidence l'existence d'un schéma d'accélération original appelé régime de la bulle [Puk02]. Le régime de la bulle est un mécanisme qui se produit lorsque les dimensions transversales de l'impulsion laser sont inférieures à la longueur d'onde plasma et que la durée de l'impulsion est inférieure à la période plasma. Ce mécanisme est schématisé sur la figure 1.5. Les électrons sont expulsés par la force pondéromotrice et une bulle dépourvue d'électrons se forme à la suite de l'impulsion laser. Cette bulle est caractérisée par une densité électronique très faible en son centre et une densité électronique élevée à sa périphérie. Certains électrons sont alors injectés dans la bulle et peuvent être accélérés avec elle.

Par ce processus, plusieurs équipes ont obtenu des spectres bien définis en

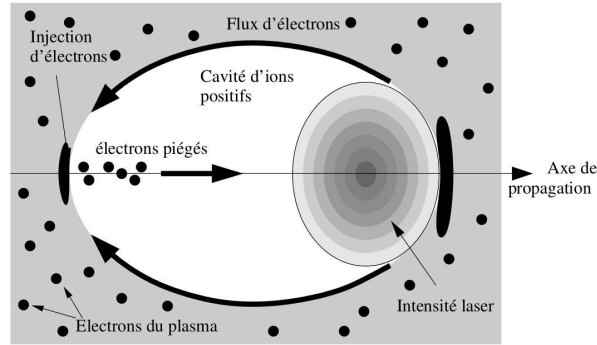


FIGURE 1.5 – Schéma de principe du régime de la bulle (extrait de [Gli06]).

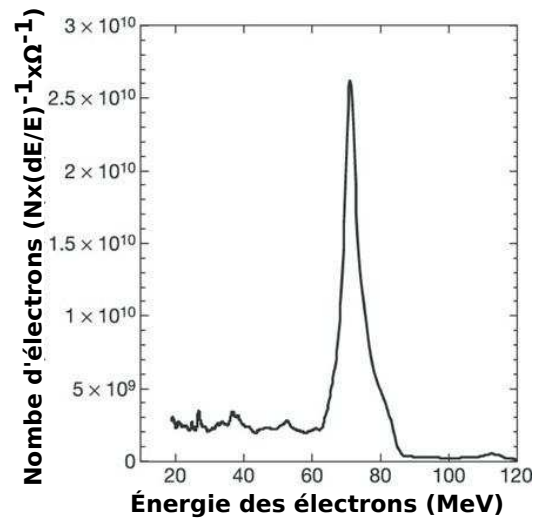


FIGURE 1.6 – Exemple d'une distribution en énergie d'électrons mesurée auprès de l'installation laser Astra au RAL par S.P.D Mangles et al. Une distribution piquée en énergie est observée autour de 70 MeV [Man04]

énergie [Fau04, Man04, Ged04, Mal05, Miu05, Hid06]. S.P.D Mangles et al. ont, par exemple, mesuré auprès de l'installation Astra du *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) (impulsion d'une durée de 40 fs pour une énergie de 500 mJ) près de $1,4 \times 10^8$ électrons dans une structure "piquée" en énergie (3% de dispersion) autour de 70 MeV (voir figure 1.6). V.Malka et al. ont réussi à obtenir auprès du laser "Salle jaune" du Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), un faisceau d'électrons d'une énergie de 170 MeV à plus ou moins 20 MeV [Mal05]. Les émittances sont également faibles, par exemple, 1 à 2π mm \times mrad comme mesuré par C.G.R. Geddes et al. [Ged04]. L'intérêt de tels faisceaux réside dans la possibilité dans un futur proche de les transporter et de les refocaliser par des éléments magnétiques sans affecter la distribution en énergie.

L'émergence d'installations laser toujours plus puissantes, de classe petawatt (10^{15} W) permet d'envisager l'accélération des électrons à des énergies encore plus élevées. La valeur symbolique du GeV a été atteinte au *Lawrence Berkeley National Laboratory* [Lee06] ainsi qu'au Texas PW [Wan13]. La compétition internationale est maintenant forte pour atteindre la valeur symbolique des 10 GeV.

4 Grandeurs caractéristiques des faisceaux d'électrons accélérés par laser

La distribution en énergie et angulaire des électrons accélérés lors de l'interaction d'un laser sur une cible solide ($d^2N/dEd\theta$) peut être écrite de la façon suivante [Ger07] :

$$\frac{d^2N}{dEd\theta}(\theta, E) = 2\pi K \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) \exp\left(-\frac{(\theta - \theta_0)^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (1.9)$$

où E et θ sont respectivement l'énergie et l'angle d'émission des électrons (défini par rapport à la direction normale à la cible), k_B est la constante de Boltzmann. Le coefficient K est une constante, qui est reliée au nombre d'électrons accélérés N_e :

$$N_e = \int_{E=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{d^2N}{dEd\theta}(\theta, E) dEd\theta \quad (1.10)$$

On a ici fait l'hypothèse que la distribution en énergie prend la forme d'une exponentielle décroissante. En dehors du régime de la bulle (qui ne sera plus considéré dans la suite de ce travail), cette hypothèse est justifiée expérimentalement, comme illustré sur la figure 1.4 qui présente les distributions en énergie

des électrons mesurées sur l'installation "Salle jaune". La distribution en énergie des électrons est caractérisée par deux paramètres qui sont :

- T_e , l'énergie moyenne du faisceau d'électrons, aussi couramment appelée la température;
- N_e le nombre d'électrons accélérés.

De plus, on considère que la distribution angulaire du faisceau d'électrons est gaussienne. De ce fait, elle est caractérisée par deux paramètres qui sont :

- θ_0 l'angle entre la direction moyenne du faisceau d'électrons et la normale à la cible;
- σ_θ qui représente la dispersion angulaire (écart type) du faisceau.

Ces hypothèses seront rediscutées dans les chapitres suivants. Dans cette partie nous allons estimer les propriétés des électrons accélérés en fonction des paramètres laser qui nous sont accessibles et à partir des relations théoriques ou empiriques issues de la littérature.

4.1 Température du faisceau d'électrons

Comme décrit en 3.1, la force pondéromotrice permet d'accélérer directement des électrons dans l'axe du laser. Une étude théorique réalisée par Wilks et al. permet d'estimer la température du faisceau d'électrons associée à ce processus [Wil92]. Elle est donnée par la relation :

$$T_e^W [MeV] = 0,511 \times \left(\sqrt{1 + \frac{I_{18} \times \lambda^2}{1,4}} - 1 \right) \quad (1.11)$$

où I_{18} est l'intensité exprimée en unités de 10^{18} W/cm² et λ est la longueur d'onde du laser exprimée en μm .

Des mesures du spectre de *bremsstrahlung* émis par les électrons réalisées par Beg et al. pour différentes valeurs de l'intensité laser [Beg97], permettent d'établir une autre relation empirique pour exprimer la température en fonction de l'intensité laser :

$$T_e^B [MeV] = 0,215 \times (I_{18} \times \lambda^2)^{1/3} \quad (1.12)$$

Les deux lois de température sont tracées sur la figure 1.7 pour $\lambda=1 \mu\text{m}$ (d'après [Per10]). On remarque que les deux lois sont différentes. Les travaux théoriques de Haines et al. [Hai09] ainsi que des données expérimentales [Hai09, Nor09] ont permis de confirmer les mesures de Beg et al. comme le montre la figure 1.7.

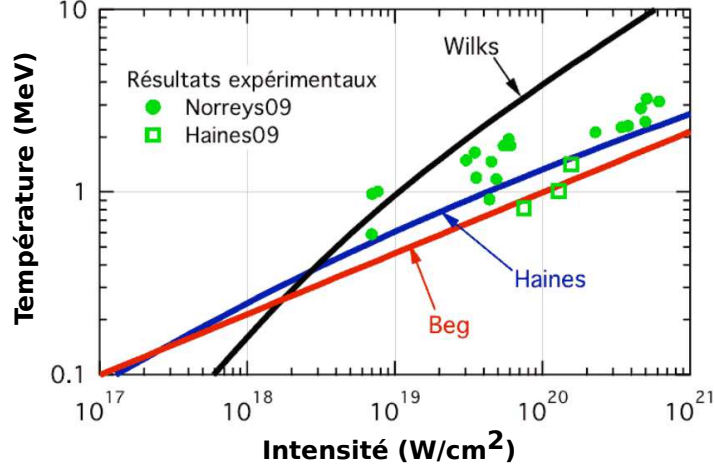


FIGURE 1.7 – Comparaison des différentes lois qui prédisent la température du faisceau d'électrons en fonction de l'intensité laser (D'après [Per10]).

En présence d'un pré-plasma, les processus d'autofocalisation peuvent intervenir engendrant une diminution du diamètre de la tache focale et une augmentation de l'intensité effective du laser. Ces processus induisent une augmentation de la température des électrons. Une autre estimation de la température proposée par Paradkar et al. [Par11] tient compte de la longueur du gradient de pré-plasma L exprimée en μm :

$$T_e^P [\text{MeV}] = 0,72 \left(\frac{I_{18}}{1,37} \right)^{0,36} \sqrt{L} \quad (1.13)$$

Cette étude numérique a été réalisée pour des longueurs de pré-plasma comprises entre 1 et 10 μm .

Application Numérique :

Le tableau 1.4 présente les températures électroniques prédites par les lois de Wilks et al. [Wil92], Beg et al. [Beg97] et Paradkar et al. [Par11] pour les faisceaux lasers des installations ELFIE et AURORE.

Sur l'installation ELFIE, une intensité laser $I = 1,5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et une longueur d'onde $\lambda = 1057 \text{ nm}$ induisent des températures électroniques de $T_e^W = 1,3 \text{ MeV}$ et $T_e^B = 550 \text{ keV}$. La température prédite par Paradkar et al. est $T_e^P(10 \mu\text{m}) = 5,4 \text{ MeV}$ et si on extrapole la loi de température jusqu'à 100 μm

	T_e^W	T_e^B	$T_e^P(10 \mu\text{m})$	$T_e^P(100 \mu\text{m})$	T_e^{exp}
ELFIE	1, 3 MeV	0, 550 MeV	5, 4 MeV	17 MeV	$> \text{MeV}$
AUORE	10 keV	80 keV	820 keV	2600 keV	$\sim \text{keV}$

Tableau 1.4 – Températures électroniques prédites par les lois de Wilks et al. [Wil92], Beg et al. [Beg97] et Paradkar et al. [Par11] pour les faisceaux des installations ELFIE et AUORE. Ces températures sont comparées aux températures obtenues expérimentalement dans les chapitres 3 et 4.

(en dehors du domaine étudié par les auteurs), on trouve $T_e^P(100 \mu\text{m}) = 17 \text{ MeV}$. Les températures électroniques engendrées par la force pondéromotrice sont, au moins, un ordre de grandeur en dessous de celles prédites par les simulations numériques en présence d'un pré-plasma détendu sur quelques dizaines de micromètres. Nous verrons dans le chapitre 3 que les températures que l'on obtient sont supérieures au MeV et donc que la force pondéromotrice ne suffit pas à décrire l'accélération des électrons : des processus d'autofocalisation interviennent en présence d'un pré-plasma dans l'expérience décrite dans ce chapitre.

Dans le cas de l'installation AUORE, l'intensité laser de $8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ et la longueur d'onde de 800 nm induisent des températures électroniques de $T_e^W = 10 \text{ keV}$ et $T_e^B = 80 \text{ keV}$. Pour des longueurs de pré-plasma de 10 μm et 100 μm , la loi de Paradkar et al. induit des températures électroniques de 820 keV et 2,6 MeV. Nous verrons, dans le chapitre 4 que nous mesurons des températures de l'ordre de la dizaine de keV qui sont compatibles avec les valeurs prédites par la loi de Beg et al. Les processus d'autofocalisation n'interviennent donc pas sur cette installation comme cela avait été prédit par les calculs d'ordres de grandeurs effectués dans la partie 2.3.b.

4.2 Angle d'émission et divergence angulaire du faisceau d'électrons

La direction suivant laquelle le faisceau d'électrons est accéléré dépend fortement de la longueur du gradient de pré-plasma [San00]. Les mesures ayant montré cette dépendance ont été réalisées avec le laser VULCAN du RAL. Il s'agit d'un laser Nd dont les impulsions avaient une énergie de 20 – 50 J et une durée de 1 – 1,5 ps. Une cible de tantale de 1,75 mm d'épaisseur a été utilisée pour convertir efficacement les électrons rapides accélérés en photons. La direction d'émission des photons est très proche de la direction d'émission des électrons,

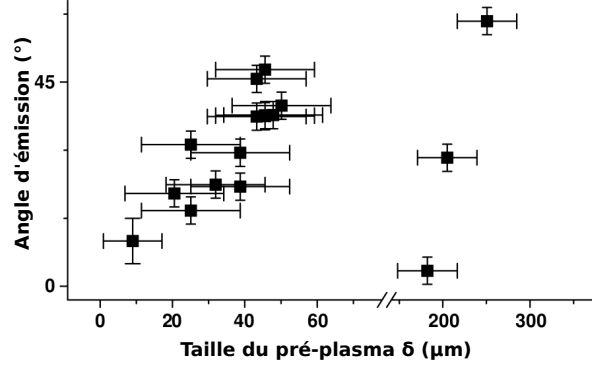


FIGURE 1.8 – Direction moyenne des photons γ par rapport à la normale à la cible en fonction de la distance δ sur laquelle le plasma est opaque au faisceau sonde [San00]. La longueur du gradient de pré-plasma est obtenue par la relation $\delta = 9L$. Le faisceau laser a un angle d'incidence de 45° par rapport à la normale à la cible.

elle a été mesurée par activation nucléaire d'échantillons de cuivre. Le faisceau laser avait un angle d'incidence de 45° par rapport à la normale à la cible. En faisant varier la durée du piédestal du faisceau laser, les auteurs ont pu réaliser des mesures pour différentes longueurs de pré-plasma. La taille du pré-plasma a été mesurée par un système d'imagerie par ombroscopie. Celui-ci donne la distance δ , à partir de la surface de la cible, sur laquelle le plasma est opaque à un faisceau sonde. Par ce moyen, les auteurs estiment la longueur du gradient de pré-plasma par la relation $\delta = 9L$ avec une erreur expérimentale de $\pm 15\%$ sur la distance δ .

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 1.8. Ils montrent que l'angle d'émission des électrons évolue linéairement avec la taille du gradient de pré-plasma. Pour une faible taille de gradient ($L \approx 1 \mu\text{m}$, $\delta \approx 9 \mu\text{m}$) les électrons sont émis suivant une direction proche de la normale à la cible et pour une longueur de gradient plus élevée ($L \approx 5 \mu\text{m}$, $\delta \approx 50 \mu\text{m}$) les électrons sont émis suivant l'axe du laser. En revanche, pour des longueurs de gradient de pré-plasma plus grandes (L de l'ordre de $20 - 25 \mu\text{m}$), cette corrélation disparaît : on observe de grandes fluctuations de l'angle moyen d'émission des électrons tir à tir. Les auteurs expliquent cet effet par des processus qui interviennent dans l'accélération des électrons qui ne sont pas les mêmes selon les gradients de pré-plasma mis en jeu. Pour de grandes longueurs de gradient de pré-plasma, le faisceau laser subit des effets de filamentation et d'auto-focalisation importants dans le plasma sous-dense ce qui induit une distribution angulaire des électrons aléatoire.

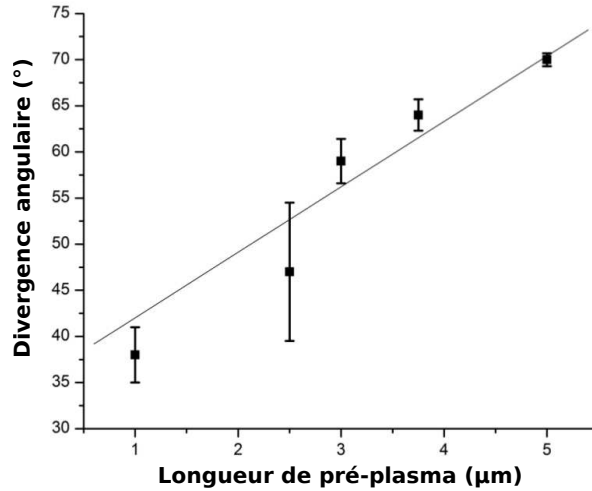


FIGURE 1.9 – Divergence du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma [Ovc13].

La divergence du faisceau d'électrons dépend de l'intensité laser ainsi que de la présence d'un pré-plasma. Par exemple, une étude numérique a été menée par Ovchinnikov et al. [Ovc13]. Les résultats sont présentés sur la figure 1.9. Ils montrent que la divergence du faisceau d'électrons croît linéairement avec la longueur du gradient de pré-plasma pour des valeurs de L comprises entre 1 et 5 μm .

De leur côté, Green et al. ont regroupé un ensemble de données expérimentales de la divergence du faisceau d'électrons en fonction de l'intensité laser [Gre08]. Ces données sont présentées sur la figure 1.10. Elles montrent qu'il existe également une dépendance linéaire de la divergence avec l'intensité laser.

4.3 Absorption laser

L'absorption laser est la quantité d'énergie contenue dans le faisceau laser qui est transférée aux électrons accélérés. Une étude expérimentale réalisée par Key et al. a montré que l'absorption dépend fortement de l'intensité laser [Key98]. Dans cette étude, l'absorption varie de quelques pourcents pour une intensité de 10^{18} W/cm^2 à 50% pour une intensité de $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. L'absorption laser dépend de la longueur du gradient de pré-plasma. En effet plus la longueur du gradient est grande, plus la longueur sur laquelle se fait le dépôt d'énergie est

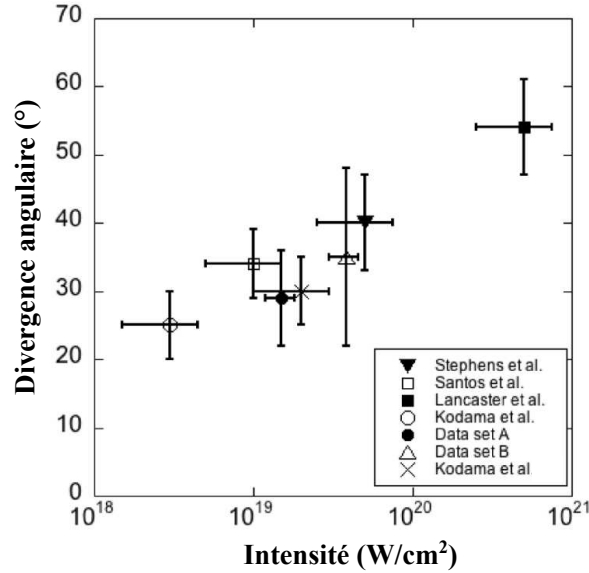


FIGURE 1.10 – Divergence du faisceau d'électrons en fonction de l'intensité laser sur la cible [Gre08].

grande et ainsi le couplage entre l'onde laser et l'onde plasma est amélioré [Lef97]. Par exemple, une étude numérique réalisée par Ping et al. montre qu'à une intensité de $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, l'absorption est de 72% avec un large pré-plasma et de 60% avec un pré-plasma plus court [Pin08].

5 Méthodes expérimentales de caractérisation des distributions énergétiques et angulaires des faisceaux de particules accélérées par laser

Cette partie fait un bilan des techniques couramment utilisées par notre groupe pour déterminer les caractéristiques des faisceaux d'électrons produits lors de l'interaction laser/plasma. Cette caractérisation est une opération délicate. En effet, les faisceaux de particules accélérées par laser présentent des caractéristiques très différentes de celles des faisceaux de particules produits auprès des accélérateurs. Un très grand nombre de particules ($>10^{10}$) sont émises en un laps de temps très réduit (de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes). Il

n'est donc pas possible d'utiliser les détecteurs classiques de physique nucléaire (photomultiplicateur, semi-conducteur, *etc.*) directement dans le faisceau. Une autre difficulté réside dans le fait qu'un tir laser est toujours accompagné d'une importante perturbation électromagnétique. Celle-ci a pour effet de perturber l'ensemble de l'électronique de la chaîne de détection pendant plusieurs microsecondes.

Les détecteurs qui sont utilisés pour caractériser les faisceaux de particules accélérés par laser sont donc, soit des détecteurs passifs, soit des détecteurs blindés ou déportés et ayant un angle solide de détection très limité.

5.1 Systèmes dispersifs

L'emploi d'un système dispersif couplé à un détecteur permet de mesurer les caractéristiques énergétiques du faisceau d'électrons. Le principe d'un système dispersif est de dévier les particules en fonction de leur énergie. Ainsi la position à laquelle les particules sont détectées est représentative de leur énergie. Plusieurs systèmes peuvent être utilisés comme système dispersif.

En ce qui concerne les particules chargées, il est possible d'utiliser les champs magnétiques d'aimants permanents, d'électro-aimants ou des déviateurs électrostatiques dans lesquels une haute tension entre deux électrodes permet de produire un fort champ électrique. Il faut également citer les paraboles Thomson, dans lesquelles un champ électrique, appliqué parallèlement au champ magnétique, permet de disperser les particules dans un plan selon des paraboles dont les caractéristiques dépendent de leur rapport charge sur masse et de leur énergie.

Des systèmes dispersifs peuvent également être utilisés pour mesurer des spectres de photons. Ceux-ci peuvent avoir été émis soit par le ralentissement (*bremsstrahlung*) des électrons dans un matériau, soit par une émission d' X , caractéristique de la désexcitation du cortège électronique d'un matériau (voir paragraphe suivant). Ces systèmes dispersifs utilisent des cristaux de Bragg [Har09, Vau12]. Les dimensions, la forme ainsi que la nature du cristal définissent les propriétés du système dispersif.

Plusieurs types de détecteurs peuvent être couplés au système dispersif parmi lesquels les diodes, les films radiochromiques ou les écrans photostimulables. Il est cependant nécessaire de connaître la réponse du détecteur aux particules étudiées pour mesurer un spectre en énergie absolu.

Ces systèmes présentent plusieurs avantages. L'obtention des spectres en énergie est directe, avec une bonne résolution en énergie (celle-ci est principalement limitée par la granularité du détecteur utilisé). Ils présentent cependant l'inconvé-

nient d'avoir un angle solide de détection réduit. Il n'est ainsi possible de mesurer le spectre qu'à un angle d'émission donné. De plus ces systèmes sont encombrants, ce qui peut être contraignant pour leur installation dans une chambre expérimentale.

5.2 Fluorescence X

Ce diagnostic est fondé sur les propriétés de fluorescence d'échantillons placés dans le faisceau à étudier. Pour permettre ce processus, il faut que les électrons accélérés aient une énergie suffisante pour arracher les électrons les plus liés des atomes constituant l'échantillon. Une lacune est alors créée au sein du cortège électronique, la réorganisation de ce dernier induit l'émission de photons X à des énergies caractéristiques des transitions en jeu. On s'intéresse généralement aux lacunes en couches K et L qui donnent lieu aux photons de plus haute énergie.

Pour un matériau donné, en connaissant la section efficace d'ionisation et le rendement de fluorescence de la couche considérée, il est possible de déduire la température du faisceau d'électrons. Cette méthode est bien adaptée à la détection des électrons d'énergie faible (de l'ordre du keV jusqu'à la dizaine de MeV). Cette technique a notamment été utilisée par B.Vauzour et al. avec des traceurs de cuivre pour l'étude du transport des électrons énergétiques dans des cibles solides [Vau12].

5.3 Empilement d'écrans photostimulables

Une autre méthode de caractérisation des faisceaux d'électrons consiste à utiliser un empilement d'écrans photostimulables. Les écrans photostimulables sont des détecteurs sensibles aux particules ionisantes. Le fait d'en disposer plusieurs les uns derrière les autres permet de sonder les différentes énergies du faisceau de particules. Les écrans qui se trouvent le plus en profondeur sont sensibles aux électrons de plus grandes énergies (plus pénétrants).

Cette technique présente l'avantage de fournir également une information sur la distribution angulaire du faisceau d'électrons, à condition que les écrans soient de tailles suffisantes. Cependant l'extraction du spectre en énergie des particules nécessite une hypothèse sur la forme de la distribution et des simulations Monte Carlo. Cette méthode sera mise en œuvre dans le cadre d'une expérience menée sur l'installation ELFIE dans le chapitre 3.

Ces analyses nécessitent également de bien connaître les fonctions de réponses des écrans aux particules ionisantes. L'un des enjeux de ce travail de thèse a donc

été l'étalonnage en énergie des écrans photostimulables. Au début de cette thèse, les fonctions de réponse de ces détecteurs, initialement utilisés dans le domaine de l'imagerie médicale, n'étaient pas toutes caractérisées sur une gamme en énergie de quelques keV à plusieurs dizaines de MeV. Le travail que nous avons mené pour mesurer et modéliser les réponses des écrans photostimulables aux électrons, photons, protons et particules α entre quelques keV et 30 MeV fait l'objet du chapitre 2.

5.4 Activation nucléaire

Les électrons de hautes énergies génèrent des photons lors de leur ralentissement (*bremsstrahlung*) dans un échantillon d'un matériau dont le numéro atomique est élevé (le tantale par exemple). La distribution en énergie de ces photons est représentative de la distribution en énergie des électrons incidents. La mesure de la distribution des photons peut reposer sur l'activation d'échantillons de cuivre et de carbone par des réactions nucléaires du type (γ, n) . Les éléments radioactifs formés dans ces échantillons sont des émetteurs β^+ . En comptant le nombre de réactions de désintégration β^+ survenues dans les échantillons, il est possible de déterminer les caractéristiques énergétiques du faisceau de photons γ .

Cette méthode nécessite une hypothèse sur la forme de la distribution du faisceau de photons ainsi que des simulations Monte Carlo. De plus, les réactions (γ, n) dans le cuivre et dans le carbone ont des seuils en énergie de 10,8 MeV et 18,7 MeV. Les photons dont l'énergie est inférieure à ces seuils ne peuvent donc pas induire de réactions et ne sont pas comptabilisés par ce diagnostic. Cependant, cette méthode, utilisée par le groupe depuis plusieurs années, permet de déterminer la température du faisceau de photons avec une bonne précision. Elle a notamment été décrite en détails dans les travaux de thèses de M.Gerbaux [Ger07] et C.Plaisir [Pla10]. Elle est mise en œuvre dans la partie 3 consacrée à l'analyse d'une expérience réalisée sur l'installation ELFIE.

L'activation nucléaire peut également être utilisée pour mesurer les caractéristiques angulaires d'un faisceau de photons. Pour cela, il faut disposer de plusieurs échantillons à différents angles. Les dimensions et les positions de ces derniers fixent la granularité du détecteur.

La limitation de cette méthode réside dans le nombre des bancs de comptage disponibles pour compter le nombre de réactions (γ, n) dans les échantillons. Le groupe ENL a développé un multi-détecteur, nommé NATALIE (*Nuclear Activation Technique for Analysis of Laser Induced Energetic particles*), qui totalise un ensemble de 16 bancs de comptage [Tar11].

6 Conclusion

Les deux premières parties de ce chapitre ont permis de définir les principales grandeurs caractérisant une impulsion laser intense et un plasma.

Dans la troisième partie, les mécanismes qui conduisent à l'accélération des électrons du plasma sont présentés. Cette partie a notamment permis de montrer que le couplage entre l'onde laser et une onde plasma est un mécanisme qui peut être efficace pour l'accélération des électrons.

La quatrième partie a permis de présenter les principales caractéristiques des faisceaux d'électrons accélérés par laser. Cette partie présente les ordres de grandeur de ces caractéristiques.

Finalement, la dernière partie du chapitre a présenté les diagnostics qui peuvent être mis en œuvre pour caractériser les faisceaux d'électrons accélérés par laser.

Les enjeux de ce travail de thèse :

Le premier enjeu de ce travail de thèse a été de caractériser les écrans photo-stimulables. Ces détecteurs présentent des caractéristiques adaptées à l'étude des faisceaux de particules accélérées par laser. Cependant au début de ce travail de thèse, ils n'étaient pas encore utilisés au sein du groupe ENL et des procédures ont été mises en places pour pouvoir les utiliser de façon quantitative. Leurs réponses n'étaient pas connues pour l'ensemble des particules susceptibles de nous intéresser (électrons, photons, protons, particules α) sur une large gamme en énergie. Le travail de caractérisation de ces films est présenté dans le chapitre 2.

Le deuxième enjeu concerne l'interaction laser/matière. Le groupe avait contribué à l'étude et l'optimisation d'une source d'électrons de haute énergie ($> \text{MeV}$) pour des gradients de pré-plasma de quelques dizaines de micromètres. La question de l'évolution des caractéristiques de ces sources pour des longueurs de gradients de pré-plasma plus grands restait ouverte. Le chapitre 3 présente les résultats d'une expérience menée au LULI en avril 2011 pour répondre à cette question.

Le dernier enjeu concerne la possibilité de créer une source d'électrons ou de photons à haute cadence (kHz) dans une gamme en énergie de quelques dizaines de keV par l'interaction d'un laser sur une cible liquide. L'expérience qui a été menée au CELIA dans ce sens est présentée dans le chapitre 4.

Étude de la réponse des écrans photostimulables à des faisceaux de particules

Ce chapitre présente une étude dédiée à la caractérisation de la réponse d'écrans photostimulables aux protons, photons, électrons et particules α . Les écrans photostimulables et leur fonctionnement sont présentés dans une première partie. Ensuite une modélisation de leur réponse au travers d'un modèle simple est décrite. Des mesures des fonctions de réponse ont été réalisées sur un accélérateur pour les protons et avec des sources radioactives pour les photons, les électrons et les particules α . Elles permettent d'établir de manière quantitative la fonction de réponse de ces écrans aux particules ionisantes et de valider le modèle proposé. Nous montrerons qu'un effet de saturation (*quenching*) apparaît pour des particules fortement ionisantes. Finalement, ce chapitre présente un protocole d'étalonnage des écrans pour de futures expériences.

1 Les écrans photostimulables

Les écrans photostimulables, qu'on appelle également *Image Plates (IP)* ou *photostimulable phosphor plates*, sont des détecteurs sensibles aux rayonnements ionisants (photons, électrons, protons et particules plus lourdes). Ils se présentent sous la forme de films souples d'environ 500 μm d'épaisseur qui, après irradiation, doivent être placés dans un scanner dédié pour être lus. L'image obtenue est résolue spatialement, son intensité est liée au nombre de paires électron/trou formées au sein de l'écran par les particules ionisantes. Les paires électron/trou peuvent également se recombiner sous l'action de la lumière blanche ce qui rend les écrans réutilisables (on dit alors que les films sont effacés). La figure 2.1 présentent une photo de chacun des trois types d'écrans photostimulables de la marque Fuji qui ont été étudiés dans ce chapitre : un écran SR, à gauche, de

couleur bleue, un écran MS, au centre, de couleur blanche et un écran TR, à droite de couleur bleue.

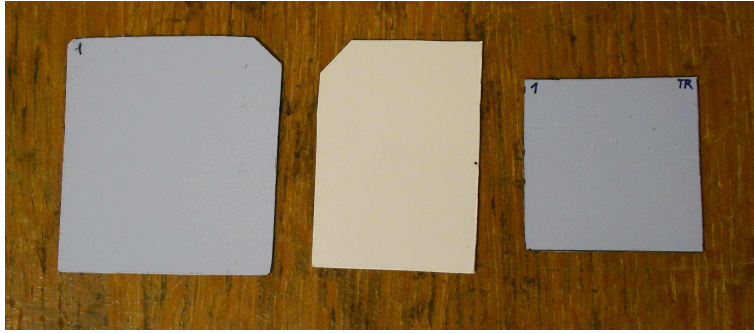


FIGURE 2.1 – Photo des trois types d’écrans qui seront étudiés dans ce chapitre. Un écran SR, à gauche, de couleur bleue, un écran MS, au centre, de couleur blanche et un écran TR, à droite de couleur bleue. Les écrans peuvent être découpés à la forme souhaitée, ce qui les rend adaptables à toutes sortes de géométries de détecteur.

Les écrans photostimulables sont utilisés pour l’imagerie médicale depuis les années 1980 [Son83]. La technique qui les utilise, appelée "Computed Radiography", est très similaire à la radiographie classique. Une source de rayons X irradie une partie du corps d’un patient. Un écran photostimulable, placé derrière, est utilisé comme détecteur et permet d’obtenir une image en transmission représentative des densités des matériaux traversés. Hormis le fait que l’image est disponible immédiatement après l’irradiation sans nécessiter de traitement chimique, l’image finale possède une dynamique plus importante (minimum de détection plus bas, et seuil de saturation plus élevé) que celle obtenue par une radiographie X traditionnelle [SP97, Ban06].

Plus récemment les écrans photostimulables ont été utilisés comme détecteurs pour les faisceaux de particules accélérées par laser. Ces faisceaux de particules issus de l’interaction laser/plasma présentent des caractéristiques en terme de durée de faisceau et de flux de particules et d’intensité du pulse électromagnétique qui rendent les détecteurs couramment utilisés auprès des accélérateurs de particules classiques (photomultiplicateurs, diodes ...) très difficiles à utiliser voire inutilisables. Ils sont soit saturés par le flux de particules élevé soit leur haute-tension et/ou leur électronique de lecture est perturbée par les forts champs électromagnétiques associés à l’impulsion laser les rendant parfois inopératoires pendant plusieurs microsecondes suivant le tir laser. Au contraire, les écrans photostimu-

lables possèdent des avantages dans ces conditions. Ils ne sont pas polarisés et ne nécessitent pas d'électronique de lecture puisque le scanner peut être déporté de l'aire expérimentale. Ils présentent une très bonne dynamique comparée à celle d'autres types de détecteurs tels que les films radiochromiques (RCF).

Les écrans photostimulables sont utilisés dans des contextes expérimentaux très différents [Tan05, Hid07, Che08b, Man08, Fre11, Che08a]. Leur association avec un spectromètre magnétique permet de mesurer des spectres de faisceaux d'électrons en sortie de ce dernier [Tan05, Hid07, Che08b]. La résolution en énergie obtenue dépend à la fois des caractéristiques du spectromètre (valeur du champ magnétique, dimension du collimateur ...) et de la résolution spatiale des écrans. Cette dernière peut descendre jusqu'à 25 μm selon le type de film et le type de scanner utilisé. Dans ce contexte expérimental, les écrans photostimulables présentent l'avantage de fournir directement un spectre en énergie absolu des électrons à condition de connaître les réponses du spectromètre et des écrans (signal induit sur l'écran par une particule à une énergie donnée).

Les écrans photostimulables sont également utilisés comme détecteurs en sortie d'une parabole Thomson [Man08, Fre11]. On peut ainsi identifier chaque ion accéléré en fonction de sa masse et de sa charge selon la position à laquelle il est détecté sur l'écran. La résolution spatiale du détecteur est importante. Une fois encore, pour déduire le nombre absolu d'ions incidents sur l'écran, il faut connaître la réponse de ce dernier.

Une autre utilisation consiste à réaliser un empilement d'écrans photostimulables pour mesurer des spectres en énergie de photons (*cf.* chapitre 3) et d'électrons [Hid07, Che08a]. Chaque écran de l'empilement est en effet sensible à une gamme en énergie différente. Il est ainsi possible d'extraire le spectre en énergie des particules incidentes. Cette technique permet de mesurer la distribution angulaire et la distribution en énergie des particules incidentes sur l'empilement. Cependant l'analyse n'est pas directe, elle nécessite de connaître la réponse des écrans et la mise en œuvre de simulations Monte Carlo.

Il apparaît clairement des paragraphes précédents que pour toutes les techniques faisant intervenir des écrans photostimulables comme détecteur, il est nécessaire de connaître leur réponse à un type de particule donné pour pouvoir extraire des grandeurs quantitatives des données expérimentales. On trouve, dans la littérature, des fonctions de réponse aux photons [Mea08], aux électrons [Tan05, Zei10], aux protons [Man08, Cho09, Fre11] et aux particules α [Fre11] mais elles sont limitées à des domaines en énergie restreints et parfois à un seul type d'écran. De plus ces données sont parfois en désaccord. Nous avons décidé de

reprendre ces études menées sur les écrans SR, MS et TR de la marque Fuji. Cela nous a amené à développer un modèle qui permet de déterminer leur réponse à tous les rayonnements ionisants étudiés (photons, électrons, protons, particules α) dans une gamme en énergie de quelques keV à plusieurs dizaines de MeV.

1.1 Composition des écrans photostimulables

Chaque type d'écran se distingue des autres par le nombre, l'épaisseur et la composition des couches dont il est formé [Hid07, Che08b, Mea08, Fuc]. La structure des trois types d'écran étudié (SR, MS, TR) est détaillée dans le tableau 2.1. Ils présentent jusqu'à 4 couches différentes : une couche de protection, une couche sensible, une couche de support et une couche magnétique. Les particules ionisantes traversent l'écran en entrant par la couche de protection et en sortent éventuellement par la couche magnétique.

Tous les écrans ont une couche sensible, au sein de laquelle le signal est induit par la particule incidente par des processus qui sont décrits dans le paragraphe 1.2. Dans le cas des écrans MS et TR, la couche sensible est constituée d'un composé de $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}$ dopé avec de l' Eu^{2+} . Les épaisseurs de ces couches sont respectivement de $115\text{ }\mu\text{m}$ et $50\text{ }\mu\text{m}$ et leurs masses volumiques sont de $3,31\text{ g/cm}^3$ et $2,85\text{ g/cm}^3$. Les écrans SR ont une couche sensible dont la composition est différente de celles des deux autres types d'écrans. Elle est constituée d'un composé de BaFBr également dopé à l' Eu^{2+} et son épaisseur de $120\text{ }\mu\text{m}$ est plus importante. La masse volumique de la couche sensible des écrans SR est de $3,1\text{ g/cm}^3$. Les films SR et MS ont une couche de protection ce qui n'est pas le cas des films TR. Bien que cette couche n'ait pas un effet direct sur la réponse des écrans, elle détermine l'énergie minimale des particules qui peuvent être détectées par l'écran. La couche magnétique permet de maintenir les écrans sur le plateau du scanner lors de la lecture. Les caractéristiques des couches magnétique et de support sont assez similaires pour les trois types d'écrans, elles n'influent sur leur réponse que par des processus de rétrodiffusion des particules incidentes.

1.2 Principe de la luminescence photostimulée dans la couche sensible

La couche sensible des écrans photostimulables est constituée d'un composé de BaFBr pour les écrans SR et d'un composé de $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}$ pour les écrans MS et TR dans lesquels de l'euporium est présent sous forme de dopant. La

Couche	SR	MS	TR
Protection			
composition	C ₂ H ₂ O	C ₂ H ₂ O	néant
masse volumique (<i>g.cm</i> ⁻³)	1.273	1.66	-
épaisseur (<i>μm</i>)	6	9	0
Sensible			
composition	BaFBr:Eu ²⁺	BaFBr _{0.85} I _{0.15} :Eu ²⁺	BaFBr _{0.85} I _{0.15} :Eu ²⁺
masse volumique (<i>g.cm</i> ⁻³)	3.1	3.31	2.85
épaisseur (<i>μm</i>)	120	115	50
Support			
composition	C ₂ H ₂ O	C ₂ H ₂ O	C ₂ H ₂ O
masse volumique (<i>g.cm</i> ⁻³)	1.273	1.66	1.66
épaisseur (<i>μm</i>)	188	190	250
Magnétique			
composition	identique pour tous les films : ZnMn ₂ Fe ₅ NO ₄₀ H ₁₅ C ₁₀		
masse volumique (<i>g.cm</i> ⁻³)	3.1	2.77	2.77
épaisseur (<i>μm</i>)	160	160	160

Tableau 2.1 – Compositions atomiques, masses volumiques et épaisseurs des différentes couches composant les écrans SR, MS et TR.

physique de ces composés a été décrite par H. von Seggern [vS92]. Lorsqu'une particule ionisante passe à travers la couche, elle forme des paires e^- /trou en ionisant l' Eu^{2+} . L'électron arraché est capturé dans le composé pour former un complexe métastable FBr^- ou FI^- . À ce stade l'information sur l'énergie déposée par la particule incidente est stockée sous la forme d'un nombre de paires e^- /trou.

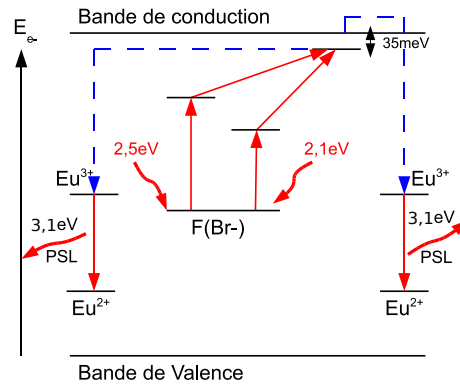


FIGURE 2.2 – Schéma de niveaux du cristal de BaFBr dopé à l'euprécium qui compose la couche sensible des écrans SR [vS92].

La recombinaison de ces paires e^- /trou, par désexcitation des sites FBr^- ou FI^- , peut se faire par différentes voies. Elle peut être spontanée au cours du temps. Cet effet, appelé *fading*, conduit à une perte du signal d'intérêt. Cette perte de signal doit être quantifiée, elle sera étudiée dans le paragraphe 2.2. La recombinaison peut aussi être stimulée par des photons comme indiqué sur le schéma de niveau de la figure 2.2. Dans ce cas des couplages entre niveaux permettent une recombinaison de l'électron avec l' Eu^{3+} soit par transport de l'électron dans la bande de valence, soit par effet tunnel si les sites FBr^- ou FI^- sont à proximité d' Eu^{3+} . Le spectre en longueur d'onde des photons susceptibles de conduire à la recombinaison des paires électrons/trou est donné sur la figure 2.3.a [vS92]. Ce spectre d'absorption est continu mais présente deux maxima : l'un pour une longueur d'onde de 500 nm (2,5 eV), l'autre pour une longueur d'onde de 600 nm (2,1 eV). La recombinaison stimulée est radiative, elle conduit à l'émission d'un photon appelé photon de luminescence photostimulée ou PSL (PhotoStimulated Luminescence). Le spectre de luminescence de l'euprécium est présenté sur la figure 2.3.b [vS92]. Ce spectre est également continu mais présente un maximum bien défini pour une longueur d'onde autour de 400 nm (photons d'environ 3,1 eV).

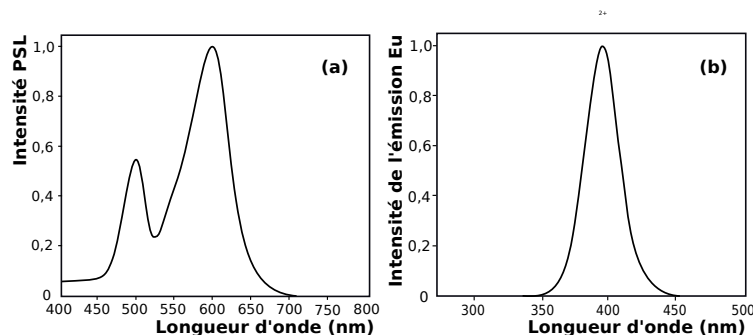


FIGURE 2.3 – (a) Spectre des photons susceptibles d'entraîner la recombinaison des paires électron/trou. (b) Spectre des photons de luminescence de l'euporium [vS92].

1.3 Lecture des écrans

En pratique l'écran est irradié dans la chambre d'expérience, puis il est placé dans un scanner pour être lu. L'intervalle de temps entre le début de l'irradiation et celui de la lecture est mesuré afin de quantifier la quantité de signal perdue par phénomène de *fading*. Le scanner contient un laser dont la longueur d'onde est optimisée pour stimuler les sites FBr^- ou FI^- ainsi qu'un photomultiplicateur qui compte les photons de luminescence [Nè11]. Le logiciel fourni avec le scanner (Multigauge de Fuji) donne une cartographie de l'écran avec une échelle de couleur représentative du nombre de PSL mesuré. La figure 2.4 représente un exemple d'une telle image après irradiation par une source de ^{60}Co placée sur un écran de type MS pendant deux minutes. Une fois l'écran lu, il est placé sous une source de lumière intense pour être effacé et peut alors être réutilisé. Il est important que toute la procédure d'irradiation et de lecture soit effectuée dans l'obscurité. En effet on a pu constater par des mesures de reproductibilité que l'incertitude sur les résultats de la lecture sont de l'ordre de 10% lorsque les irradiations sont effectuées à la lumière et de à 3% en travaillant dans l'obscurité.

Dans toute la suite de ce travail on utilisera l'expression : "nombre de PSL induit par une particule". Il s'agit d'un raccourci puisque le passage d'une particule ionisante n'induit pas directement de photons de luminescence : elle crée des paires électrons/trou qui ne se recombineront pour donner des PSL qu'après excitation par le laser du scanner. Ce nombre dépend donc des caractéristiques de la particule ionisante mais aussi de celles du scanner.

Les mesures ont été effectuées avec un scanner FLA-7000 de la marque Fuji. Le scanner génère une matrice contenant une valeur numérique par pixel qui est

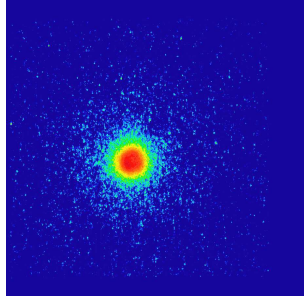


FIGURE 2.4 – Cartographie en couleur d'un écran de type MS après une irradiation par une source de ^{60}Co (source γ scellée du LEA-CERCA[LEA]). L'échelle arbitraire va du bleu, pour un nombre de PSL par pixel faible au rouge pour un nombre de PSL par pixel élevé.

codée sur 2 octets et est nommée *Quantum Level (QL)*. La réponse du scanner étant logarithmique, les valeurs en QL doivent être converties en nombre de PSL par la fonction (2.1) qui est donnée par le constructeur :

$$PSL = \left(\frac{Res}{100} \right)^2 * \frac{4000}{S} * 10^{L * \left(\frac{Q_L}{2^D - 1} - \frac{1}{2} \right)} \quad (2.1)$$

- PSL : Nombre de photons de luminescence lu dans un pixel;
- Res : Taille des pixels en μm (résolution);
- S : Sensibilité;
- L : Latitude;
- D : Dynamique de lecture (8 bits ou 16 bits);
- Q_L : Valeur numérique d'un pixel (entre 0 et 2^D-1).

Toutes les lectures qui suivent ont été effectuées avec une résolution de $50 \mu m$, une sensibilité de 4000, une latitude de 5 et un codage sur 16 bits. Dans ce cas, on observe une saturation de l'image à 31000 PSL/mm^2 , liée à l'appareil de lecture et pas à la saturation du nombre de sites FBr^- ou FI^- de la couche sensible.

2 Recombinaison spontanée au cours du temps : *fading*

Le terme *fading* est utilisé pour décrire la recombinaison spontanée des paires électron/trou qui se produit au cours du temps. Cette dénomination est gardée

dans la suite de ce travail. Le *fading* conduit à une perte du signal enregistré sur le film au cours du temps séparant la fin de l'irradiation de la lecture. Il est donc important d'une part d'évaluer cette perte de signal et d'autre part d'effectuer la correction nécessaire pour remonter à la quantité de signal que l'on aurait mesurée immédiatement après l'irradiation. On définit ainsi la fonction de *fading* $f(t)$ comme la probabilité pour qu'une paire e^- /trou existe après un temps t après avoir été créée. Celle-ci vaut donc 1 pour les temps courts (inférieurs à la minute, pas de recombinaison) puis décroît et tend vers 0 pour les temps longs (plusieurs heures).

Le *fading* des films SR et MS a été mesuré par Tanaka et al. [Tan05] et Zeil et al. [Zei10]. Les mesures de Tanaka et al. résultent d'irradiations d'une minute avec une source de ^{147}Pm (émetteur d'électrons - $Q_\beta^- = 224,6$ keV) pour des temps d'attente allant de quelques minutes à deux heures. Les irradiations ont été réalisées à une température ambiante de $22,5^\circ\text{C}$ et la lecture a été effectuée avec un scanner BAS-1800. Les mesures de Zeil et al. ont été réalisées sur un accélérateur d'électrons pour des temps d'attente allant de quatre minutes à une quinzaine d'heures à une température ambiante de 21°C . La lecture a été effectuée avec un scanner BAS-1800II. Les données ainsi que leurs ajustements par des sommes

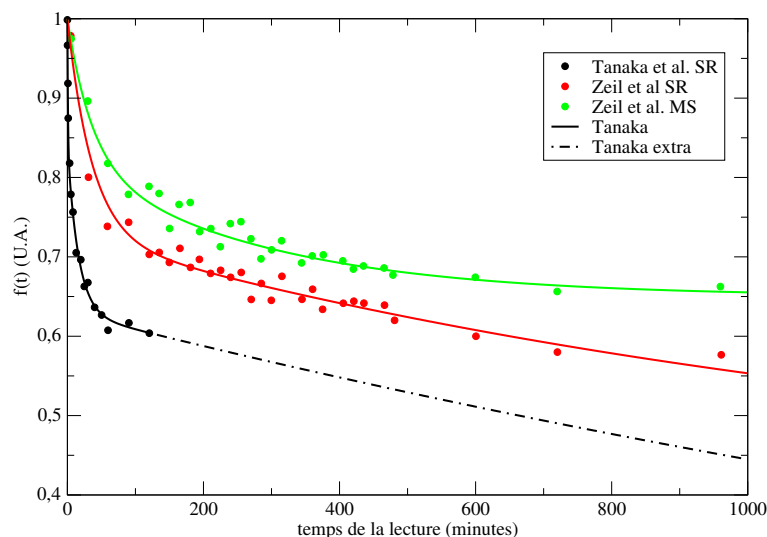


FIGURE 2.5 – Courbes de *fading* établies par Tanaka et al. [Tan05] et Zeil et al. [Zei10].

d'exponentielles décroissantes sont reportées sur la figure 2.5. On constate que

les fonctions de *fading* déterminées pour les films SR par les deux auteurs sont très différentes. Cependant, il a été montré par ailleurs, que si le *fading* est indépendant du type et de l'énergie de la particule [Ohu02], il dépend fortement de la température [Ohu00] et du scanner utilisé [Ohu02].

2.1 Paramétrisation du *fading*

La partie qui suit décrit la méthode de correction que nous avons employée pour nos études. Nous considérons deux cas différents. Dans un premier cas on considère une irradiation courte durant laquelle on peut négliger le *fading*. Dans le deuxième cas, on effectue une généralisation aux irradiations de durées longues au cours desquelles du *fading* a lieu en cours d'irradiation.

Si on considère une irradiation de durée courte τ (par exemple lors d'un tir laser) on peut négliger le *fading* au cours de l'irradiation. A l'instant de lecture t_l , le signal lu $\chi(t_l)$ peut être écrit sous la forme :

$$\chi(t_l) = Yf(t_l)\tau \quad (2.2)$$

où Y est le taux de PSL produit par seconde d'irradiation qui aurait été mesuré s'il n'y avait pas de *fading*. Le produit $Y\tau$ est alors le nombre de PSL qui aurait été mesuré à la fin de l'irradiation, s'il n'y avait pas de *fading* et $f(t_l)$ est la fonction de *fading* définie au début du paragraphe 2.

Si on considère maintenant une irradiation longue, par exemple une irradiation sur accélérateur ou par une source radioactive, la recombinaison au cours de l'irradiation ne peut plus être négligée. La quantité de PSL lue dépend de la durée de l'irradiation τ , débutant à $t=0$, ainsi que de l'instant de la lecture, elle s'écrit alors sous la forme :

$$\chi(\tau, t_l) = \int_0^\tau Yf(t_l - t)dt \quad (2.3)$$

2.2 Détermination expérimentale de la fonction de *fading*

La relation 2.3 permet de déterminer la fonction $f(t)$ à partir d'irradiations longues. En effet, si on considère le cas d'une irradiation sur un accélérateur dont l'intensité du faisceau est constante ou par des sources radioactives ayant des durées de vie longues devant la durée d'irradiation, le taux de PSL par seconde Y ne dépend pas du temps et il peut être sorti de l'intégrale 2.3. Des mesures ont donc été réalisées en irradiant les écrans avec des sources radioactives émettrices

d'électrons, de photons et de particules α . Les sources utilisées et les caractéristiques des particules qu'elles émettent sont présentées dans le tableau 2.2. La durée d'irradiation est gardée constante ($\tau=2$ minutes) et l'instant de la lecture t_l varie de 3 minutes à 10 heures. Ces mesures ont été réalisées à une température de 22 ° C.

Sources	Particules	Énergie ¹ (keV)	Période radioactive (années)
^{90}Sr	électrons	2280.1	28,8
^{55}Fe	photons X	6.40 ; 6.39 ; 7.06	2,7
^{60}Co	électrons photons X photons γ	1491.4 6.93 ; 6.92 ; 7.65 1332.49 ; 1173.2	5,27

Tableau 2.2 – Liste des sources radioactives qui ont été utilisées pour déterminer la fonction de *fading* des écrans photostimulables.

Nos données expérimentales sont présentées sur la figure 2.6. Comme pour les études antérieures, elles peuvent être ajustées par une fonction qui est une somme d'exponentielles [Mor92, Yam93, Oik97, Tan05, Zei10] :

$$\chi(\tau, t_l) = \sum_{i=1}^{i=n} A_i(\tau) \exp\left(-\frac{t_l}{\beta_i}\right) \quad (2.4)$$

Les coefficients β_i sont des temps caractéristiques de la décroissance par *fading*. Les coefficients A_i sont les importances relatives de chaque composante de la fonction d'ajustement. Ils dépendent de la durée d'irradiation. Étant données les durées d'attente, seulement deux exponentielles ont été nécessaires pour l'ajustement par la fonction $\chi(\tau, t_l)$ des données expérimentales présentées sur la figure 2.6 pour l'ensemble des sources.

D'après les relations 2.3 et 2.4 la fonction de *fading* peut également s'écrire sous la forme d'une somme d'exponentielles décroissantes :

$$f(t) = \sum_{i=1}^{i=2} B_i \exp\left(-\frac{t}{\beta_i}\right) \quad (2.5)$$

1. Les spectres en énergie des électrons sont continus. L'énergie indiquée est l'énergie maximum des électrons. Les spectres de photons sont discrets, les énergies indiquées sont celles des raies utilisées.

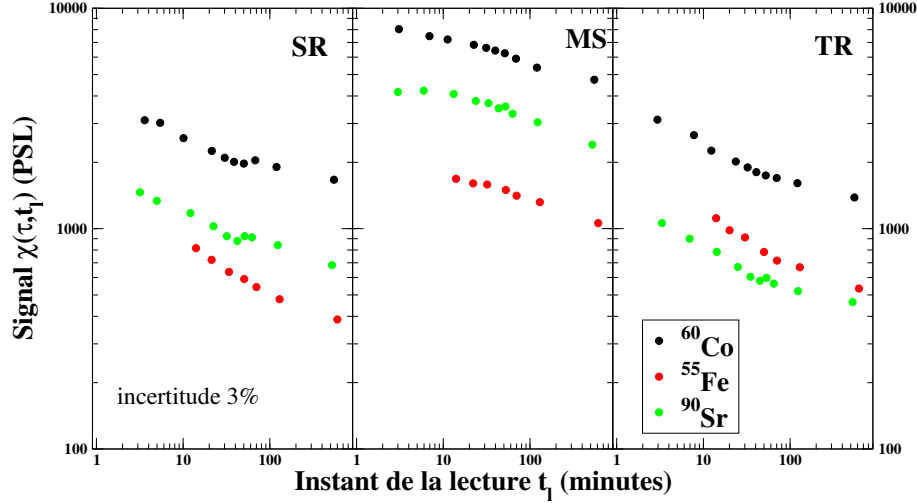


FIGURE 2.6 – Nombre de PSL $\chi(\tau, t_l)$ pour des irradiations avec des sources radioactives en fonction du temps d'attente t_l avant la lecture. La durée d'irradiation est fixée à $\tau=2$ minutes.

ainsi d'après les relations 2.3 et 2.5 les coefficients B_i peuvent être déduits des fonctions d'ajustement de $\chi(\tau, t_l)$:

$$B_i = \frac{A_i(\tau)}{K\beta_i} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{\tau}{\beta_i}\right) - 1\right)} \quad (2.6)$$

où K est une constante extraite de la condition de normalisation $f(0) = 1$ donnée par :

$$K = \sum_{j=1}^{j=2} \frac{A_j}{\beta_j} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{\tau}{\beta_j}\right) - 1\right)} \quad (2.7)$$

La figure 2.7 présente les fonctions de *fading* obtenues après calcul des coefficients B_1 et B_2 par la relation 2.6 pour toutes les sources et pour les trois types de films. La valeur moyenne des trois fonctions de *fading* a été calculée sur l'ensemble des trois sources à chaque temps t_l , elle est représentée en traits pointillés noirs. L'écart type a aussi été calculé sur les données des trois sources. La zone centrée sur la valeur moyenne et délimitée par l'écart type est tracée en traits pleins.

Le même travail a été réalisé lors d'irradiation des écrans par des protons de 1, 1,5 et 3 MeV sur l'accélérateur AIFIRA du CENBG (voir paragraphe 4.1) ainsi

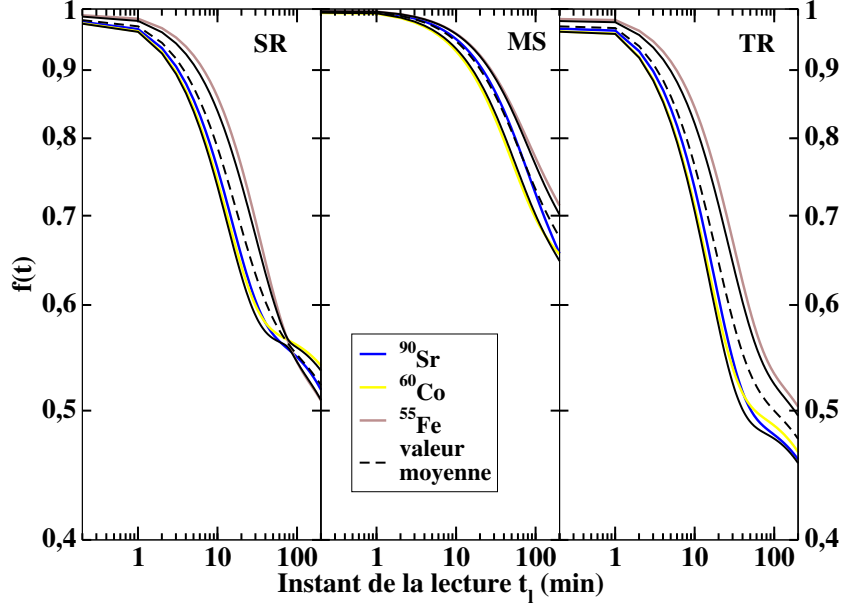


FIGURE 2.7 – Courbes de *fading* $f(t)$ pour les écrans SR, MS et TR issues des mesures avec les sources du tableau 2.2. La courbe en traits pointillés noirs est la valeur moyenne calculée sur l'ensemble des trois sources. Les courbes en traits pleins noirs délimitent une déviation à 1σ (écart-type).

que par des particules α issues d'une source de ^{239}Pu . Les fonctions de *fading* sont reportées sur la figure 2.8. La zone bleutée représente l'ensemble des fonctions de *fading* mesurées avec des sources présentées sur la figure 2.7.

On remarque d'abord que les fonctions de *fading* sont très différentes pour les trois types d'écrans. Le *fading* des films SR et TR est très rapide : 50% du signal est perdu dans les premières 50 minutes d'attente avant lecture. Par contre la perte de signal des écrans MS est plus lente, elle est de 20 % dans les 50 premières minutes. Pour un type de film donné, on constate que les différentes fonctions de *fading* sont dispersées. Ces différences peuvent être liées : à l'incertitude expérimentale sur la durée d'irradiation (2-3%) et sur le temps de lecture (2-3%); à l'incertitude sur la lecture des écrans qui est estimée à 3% par des mesures de reproductibilité; finalement à l'incertitude sur l'ajustement des données expérimentales par $\chi(\tau, t_l)$. L'ensemble de ces facteurs conduit à une incertitude totale sur la fonction de *fading* estimée à 10%.

Pour les irradiations en protons (courbes noire, rouge et verte), pour un type d'écran donné, les différentes fonctions de *fading* sont compatibles dans cette

barre d'erreur et on ne constate pas de dépendance forte avec l'énergie de la particule incidente. La comparaison des fonctions de *fading* obtenues avec des particules de natures différentes lors d'une même campagne de mesures ne laisse pas non plus apparaître de différences systématiques avec la nature de la particule. Ceci paraît compatible avec les résultats observés par Ohuchi et al. [Ohu02]. Cependant, comme cela a déjà été précisé, cet auteur a montré que la courbe de *fading* dépend de la température ambiante [Ohu00] ainsi que du scanner utilisé [Ohu02]. Il est donc nécessaire de caractériser le *fading* par de nouvelles mesures à chaque fois que l'on rencontre de nouvelles conditions expérimentales.

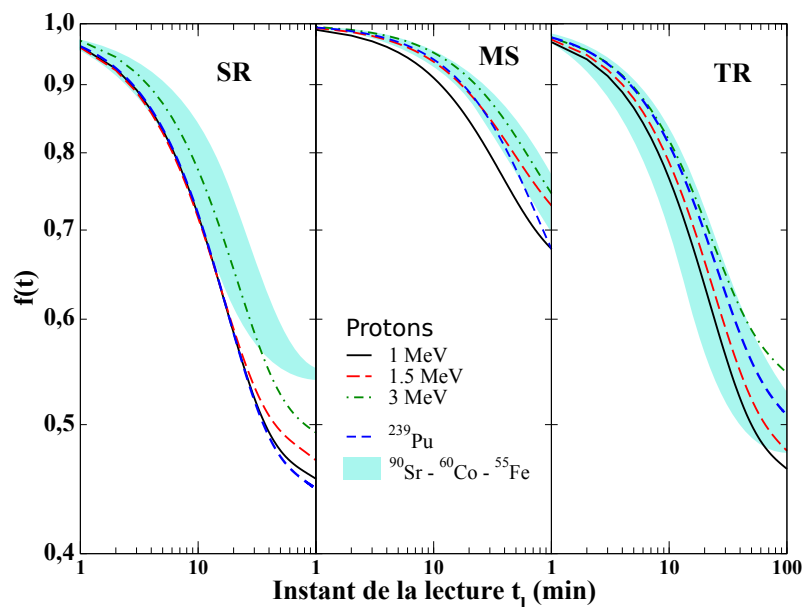


FIGURE 2.8 – Courbes de *fading* $f(t)$ pour les écrans SR, MS et TR issues des mesures en protons sur accélérateur et électrons, photons et particules α avec les sources du tableau 2.2 (voir texte pour les détails).

La figure 2.9 présente le taux de PSL par seconde Y , calculé pour différentes irradiations d'un écran MS par une source de ^{90}Sr . Pour toutes ces mesures, la durée d'irradiation est la même ($\tau = 1$ minute) mais la durée écoulée avant la lecture varie de 3 à 1000 minutes. Pour chaque mesure, le nombre de PSL mesuré $\chi(\tau, t_l)$ est différent à cause du *fading*, cependant on constate sur la figure 2.9, qu'après correction, le taux Y de PSL produit par seconde ne dépend plus de l'instant auquel la lecture est faite. Avec cette procédure de correction, le taux

de PSL produit par seconde d'irradiation peut être obtenu avec une précision de 2 à 3%.

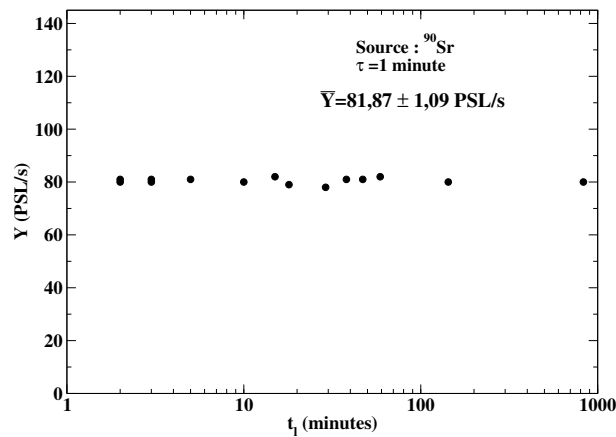


FIGURE 2.9 – Calcul du taux de PSL par seconde après correction du *fading*, Y , pour une série de mesures réalisées à durée d'irradiation constante mais en faisant varier l'instant de la lecture t_l .

3 Modélisation des écrans photostimulables

3.1 Position du problème

Cette partie décrit la modélisation des écrans photostimulables. L'objectif de cette modélisation est de déterminer la réponse d'un écran quelles que soient l'énergie et la nature de la particule incidente. La réponse d'un écran, $R(E)$, est le nombre de PSL qui serait lu immédiatement après le passage d'une particule d'énergie incidente E . L'ensemble des réponses sur un domaine en énergie est appelé la fonction de réponse de l'écran.

Dans le cas particulier où il y a un seul type de particules incidentes sur l'écran, on peut faire le lien entre la valeur mesurée et corrigée du *fading*, $Y\tau$ et la fonction de réponse $R(E)$ par la relation suivante :

$$Y\tau = \int_0^\infty \frac{dN}{dE}(E)R(E)dE \quad (2.8)$$

où $\frac{dN}{dE}$ est le spectre en énergie des particules incidentes sur l'écran pendant la durée τ .

3.2 Travaux antérieurs

Plusieurs modèles des écrans photostimulables ont été proposés dans la littérature. Un premier modèle a été développé pour les photons de basses énergies (< 100 keV) par Izumi et al. [Izu06]. Il fait l'hypothèse que la réponse des écrans aux photons est proportionnelle au produit de l'énergie du photon par sa probabilité d'être absorbé dans la couche sensible. Cela revient à considérer que lorsqu'un photon interagit dans la couche sensible toute son énergie contribue à la production de PSL (les électrons secondaires, les photons de fluorescence et les électrons Auger ne s'échappent pas de la couche sensible). Étant donné, le domaine en énergie considéré pour ce modèle (quelques keV à 100 keV), seule la section efficace d'absorption des photons par effet photoélectrique est considérée. La réponse des écrans calculée par ce modèle est présentée sur la figure 2.10. Le calcul a été réalisé pour une couche sensible composée de $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}:\text{Eu}^{2+}$ et pour trois épaisseurs de couches sensibles différentes : 110 μm , 50 μm et 30 μm . On peut distinguer deux pics à 33 keV et 37 keV qui correspondent aux flancs d'absorption en couche K de l'iode et du baryum par effet photoélectrique.

La réponse a été mesurée sur un écran de type FDL-UR-V à 5,9 keV avec une source de ^{55}Fe et à 22 keV avec une source de ^{109}Cd . Les données expérimentales sont reportées sur la figure 2.10. L'ensemble des jeux de données a été normalisé à la valeur mesurée ou calculée à une énergie de photons incidents de 5,9 keV. On voit que pour une épaisseur de 110 μm de couche sensible la mesure à 22 keV est bien reproduite par le modèle. Cependant ce modèle n'a plus de sens pour des photons de plus haute énergie car la diffusion Compton devient le processus d'interaction majoritaire. Dans ce cas, un photon peut interagir dans la couche sensible en ne déposant qu'une partie de son énergie dans celle-ci, ce qui n'est pas pris en compte dans le modèle.

Un autre modèle a été développé par Hidding et al. pour déterminer la réponse des écrans photostimulables aux électrons [Hid07]. Cette modélisation s'appuie sur l'hypothèse que le signal est proportionnel à l'énergie déposée dans la couche sensible par les électrons. L'énergie déposée est calculée au moyen de simulations Monte Carlo. La figure 2.11 présente le résultat des simulations pour les films SR, MS, TR et FDL-UR-V en MeV d'énergie déposée en fonction de l'énergie de l'électron incident (échelle de gauche). Une courbe d'étalonnage, réalisée par Tanaka et al. pour les écrans SR est également tracée en PSL par électron (échelle de droite) [Tan05].

Pour les deux modèles, il est mentionné que les photons du laser He-Ne du scanner peuvent être absorbés dans l'écran sans produire de paires électron/trou

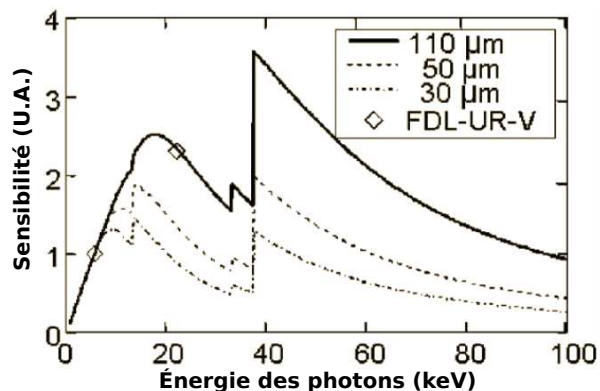


FIGURE 2.10 – Fonctions de réponse des écrans photostimulables aux photons d’après le modèle proposé par Izumi et al. pour différentes épaisseurs de couches sensibles [Izu06].

d’intérêt. Ceci se traduit par une diminution de l’épaisseur apparente de la couche sensible du film. Cet effet d’atténuation des photons n’a cependant pas été paramétré dans ces modèles.

Sur la base de ces travaux, nous avons développé un modèle à deux paramètres. Comme dans le cadre de l’étude de la référence [Hid07], le modèle fait l’hypothèse que le nombre de PSL produits lors du passage d’une particule est proportionnel à l’énergie déposée dans la couche sensible du film. De plus, il prend en compte l’absorption des photons du scanner et des photons de luminescence dans la couche sensible de l’écran. Ce modèle s’appuie sur des simulations Monte Carlo réalisées avec le code Geant4 [Ago03]. Il sera confronté aux données expérimentales dans la partie 4.

3.3 Modélisation des écrans photostimulables sous Geant4

Geant4 est un code de simulation Monte Carlo : les grandeurs physiques sont calculées à partir de tirages aléatoires. Dans Geant4 une liste de processus est attachée à chaque particule. Par exemple, l’effet photoélectrique, l’effet Compton et la création de paires sont pris en compte pour décrire l’interaction des photons avec la matière. Pour propager une particule dans l’espace, Geant4 calcule un parcours moyen à partir de la section efficace de chaque processus. Le processus qui a le plus petit parcours moyen est choisi. La position et l’impulsion de la particule sont modifiées en fonction du processus en jeu après chaque

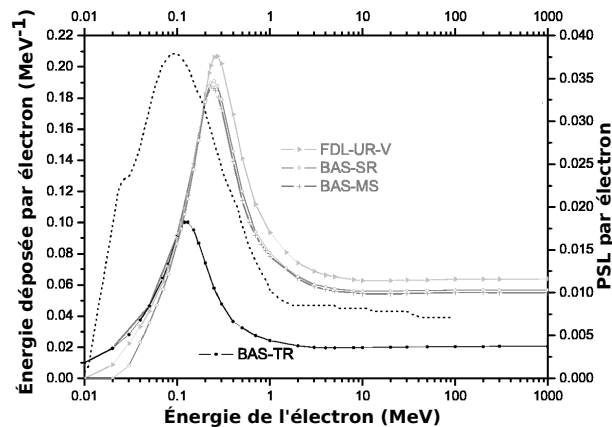


FIGURE 2.11 – Fonctions de réponse des écrans photostimulables aux électrons d’après le modèle proposé par Hidding et al. [Hid07].

déplacement élémentaire de la particule appelé *pas*. Les positions et les impulsions d’éventuelles particules secondaires sont stockées en attente d’être traitées. Après chaque pas soit la particule a une énergie inférieure à un seuil en énergie et dans ce cas la totalité de son énergie restante est déposée dans le milieu, soit son énergie est supérieure à ce seuil, et elle est alors suivie dans un nouveau pas. On considère l’événement fini une fois que la particule primaire et toutes ses particules secondaires ont été traitées. Une nouvelle particule primaire est alors tirée et cet algorithme est réitéré jusqu’à ce que les N particules ait été tirées, N étant fixé par l’opérateur.

La figure 2.12 présente le schéma des écrans tels qu’ils ont été modélisés sous Geant4. La géométrie des différentes couches reprend les informations du tableau 2.1, la simulation prend donc en compte la géométrie des couches (épaisseur) ainsi que leur composition (présence de différents éléments) et leur masse volumique. La source de particules (protons, électrons, photons ou particules α) est placée dans le vide à quelques centimètres de la couche de protection de l’écran. Un nombre N de particules sont tirées une à une, avec une énergie incidente E fixée, en direction des écrans.

Pour chaque interaction, il est possible de connaître le processus qui a eu lieu, les particules secondaires qui sont générées, la position de l’interaction dans l’espace et la quantité d’énergie qui est déposée dans le milieu. Toutes les particules secondaires sont également suivies jusqu’à un seuil en énergie inférieur au keV. Pour ces simulations, les processus qui ont été pris en compte sont l’effet

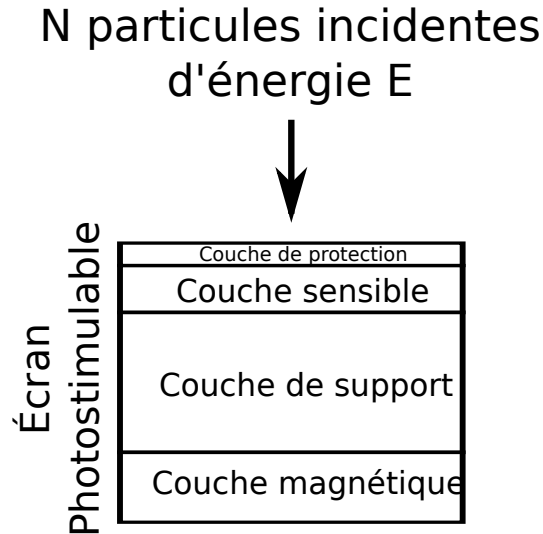


FIGURE 2.12 – Schéma de la géométrie des écrans telle que définie dans la simulation Geant4. N particules d'énergie E sont tirées vers l'écran dont la géométrie est décrite dans le tableau 2.1. La source de particules et l'écran sont placés dans le vide. La simulation permet de calculer l'énergie déposée dans la couche sensible (couche hachurée).

photoélectrique, la fluorescence, l'effet Compton et la création de paires pour les photons; l'ionisation, le rayonnement par *bremsstrahlung* et les diffusions multiples pour les électrons, les protons et les particules α .

Le choix du nombre N de particules à tirer est un problème assez général lié à l'utilisation d'un code Monte Carlo. Ce nombre doit être suffisamment élevé pour avoir un résultat numérique fiable (qui converge). La figure 2.13 présente un exemple de test de convergence pour le calcul de l'énergie déposée par un électron de 1 MeV dans la couche sensible d'un film MS. Elle présente l'énergie déposée en moyenne par un électron dans la couche sensible en fonction du nombre d'électrons tirés dans la simulation. L'initialisation du générateur de nombres aléatoires (couramment appelé *seed*) a été effectuée à chaque simulation. On voit que lorsque le nombre d'électrons tirés est faible (par exemple $N=1$ ou $N=10$), l'énergie déposée peut être très différente d'une simulation à l'autre. Par contre plus le nombre d'électrons tirés est important moins la valeur moyenne de l'énergie déposée par électron est dispersée. Dans ce cas particulier, l'énergie moyenne déposée dans la couche sensible est de 78 keV. La précision voulue sur le résultat final détermine le nombre de particules à tirer lors de chaque simulation, il doit être optimisé pour trouver un compromis entre le temps de calcul et la précision

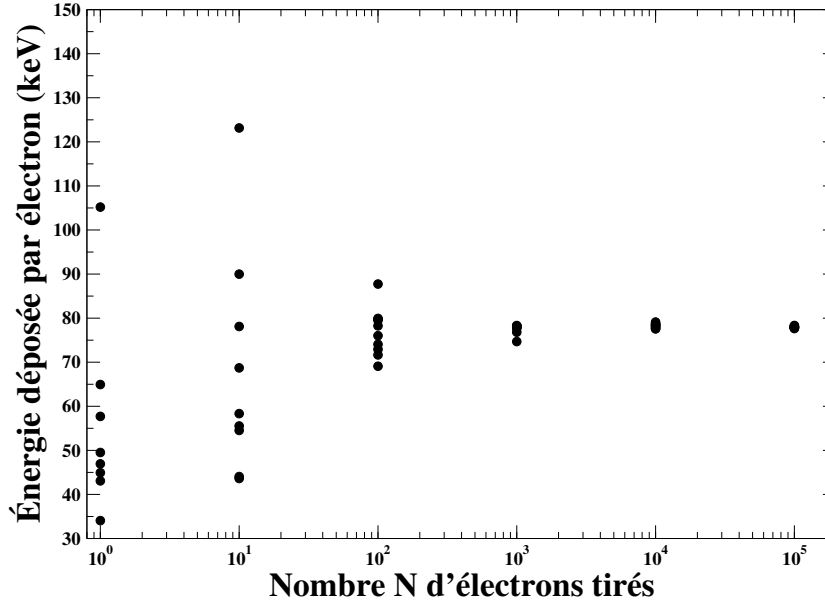


FIGURE 2.13 – Test de convergence de la valeur calculée de l'énergie déposée par un électron de 1 MeV dans la couche sensible d'un film MS.

statistique recherchée.

La figure 2.14 présente des courbes de dépôt d'énergie en fonction de la profondeur dans un écran de type MS. Les simulations ont été réalisées pour des protons (graphiques de la première ligne de la figure), des électrons (deuxième ligne de la figure), des photons (troisième ligne de la figure) et des particules α (quatrième ligne de la figure). Les discontinuités en énergies déposées dans les courbes correspondent aux changements de couches (couche sensible de 0 à 9 μm , couche de protection de 9 à 124 μm , couche de support de 124 à 314 μm et couche magnétique de 314 à 474 μm). Les couches les plus denses (couches sensible et magnétique) sont celles dans lesquelles le dépôt d'énergie est le plus important. On remarque notamment que le dépôt d'énergie par des photons dans le support est très faible du fait de sa faible densité. Dans tous les cas, les calculs ont été réalisés pour trois énergies différentes. On voit que pour un type de particule donné, plus l'énergie est importante, plus elle pénètre profondément dans l'écran.

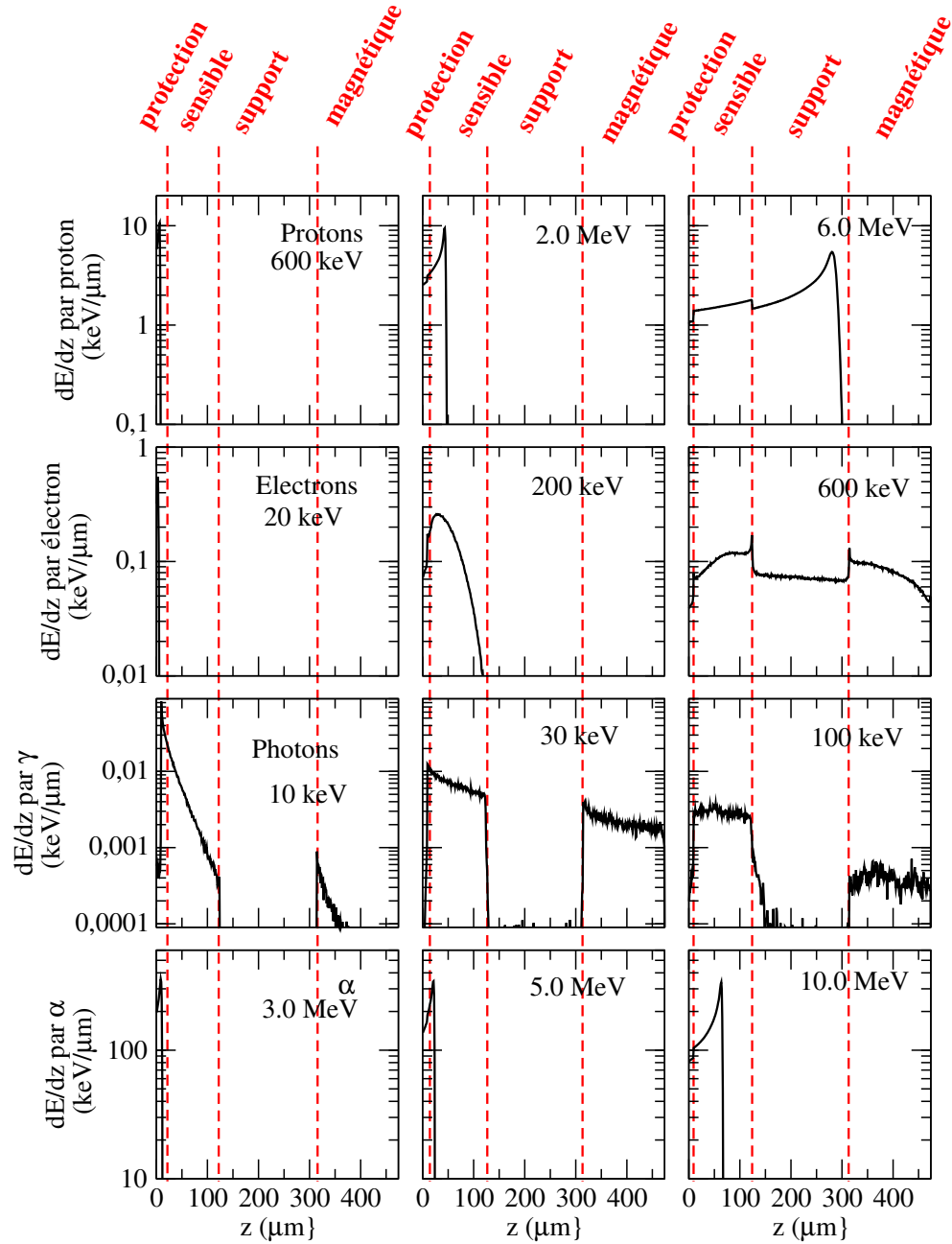


FIGURE 2.14 – Énergie moyenne déposée par particule en fonction de la profondeur dans un écran photostimulable MS, pour les protons (première ligne), les électrons (deuxième ligne), les photons (troisième ligne) et les particules α (quatrième ligne). Ce dépôt d'énergie moyen est calculé pour un grand nombre de particules incidentes, ce qui explique le dépôt d'énergie continu des photons bien que chaque photon ne dépose pas son énergie de façon continue.

3.4 Modélisation de la réponse d'un écran : dépôt d'énergie dans la couche sensible

Comme cela a été précisé à la fin dans le paragraphe 3.2, l'hypothèse de base de notre modèle est que la réponse d'un écran est proportionnelle à l'énergie qui est déposée dans la couche sensible. Dans ce cas la réponse d'un écran peut être décrite par la relation suivante :

$$R(E) = \alpha E_{dep}(E) \quad (2.9)$$

où E est l'énergie de la particule incidente en keV. $R(E)$ en PSL est la réponse d'un écran. α en PSL par keV représente la sensibilité d'un écran, c'est à dire sa capacité à produire des photons de luminescence par unité d'énergie absorbée, et $E_{dep}(E)$ en keV est l'énergie déposée dans la couche sensible. Cette énergie est l'énergie déposée totale par la particule incidente ou par ses particules secondaires quel que soit le processus d'interaction.

En pratique, la réponse, $R(E)$, peut être mesurée à condition de disposer d'une source de particules monoénergétique dont on connaît les caractéristiques en termes d'énergie et de flux. L'énergie déposée dans la couche sensible $E_{dep}(E)$ est calculée à partir de simulations Geant4. La sensibilité α est alors le coefficient directeur de la droite ajustant l'évolution de $R(E)$ en fonction $E_{dep}(E)$. La détermination de la sensibilité d'un écran fait l'objet de la partie 4.

La figure 2.15 présente, à titre d'exemple, les calculs de l'énergie moyenne déposée dans la couche sensible des films MS en fonction de l'énergie de la particule incidente, $E_{dep}(E)$, par un photon, un électron, un proton et une particule α . Chacune de ces courbes est le résultat de 180 simulations Geant4. Pour chacune des simulations 10^6 particules dans le cas des protons, 10^7 particules dans le cas des électrons et des photons et 10^4 particules dans le cas des particules α ont été tirées à chaque énergie incidente E . L'ensemble des courbes est présenté avec la même échelle logarithmique en abscisse entre 5 keV et 5 MeV pour permettre leur comparaison.

La dépendance des quatre courbes avec l'énergie incidente est très différente selon la nature de la particule incidente. Les protons interagissent principalement par ionisation du matériau qui est traversé. Leur courbe de dépôt d'énergie obéit à la loi de Bethe : plus les protons sont ralentis dans le matériau plus leur dépôt d'énergie devient important. Ainsi les protons de plus basse énergie (inférieure à 600 keV) déposent toute leur énergie dans la couche de protection (voir figure 2.14), ils y sont stoppés et n'atteignent pas la couche sensible. Les protons d'énergie supérieure à 600 keV ont quant à eux suffisamment d'énergie

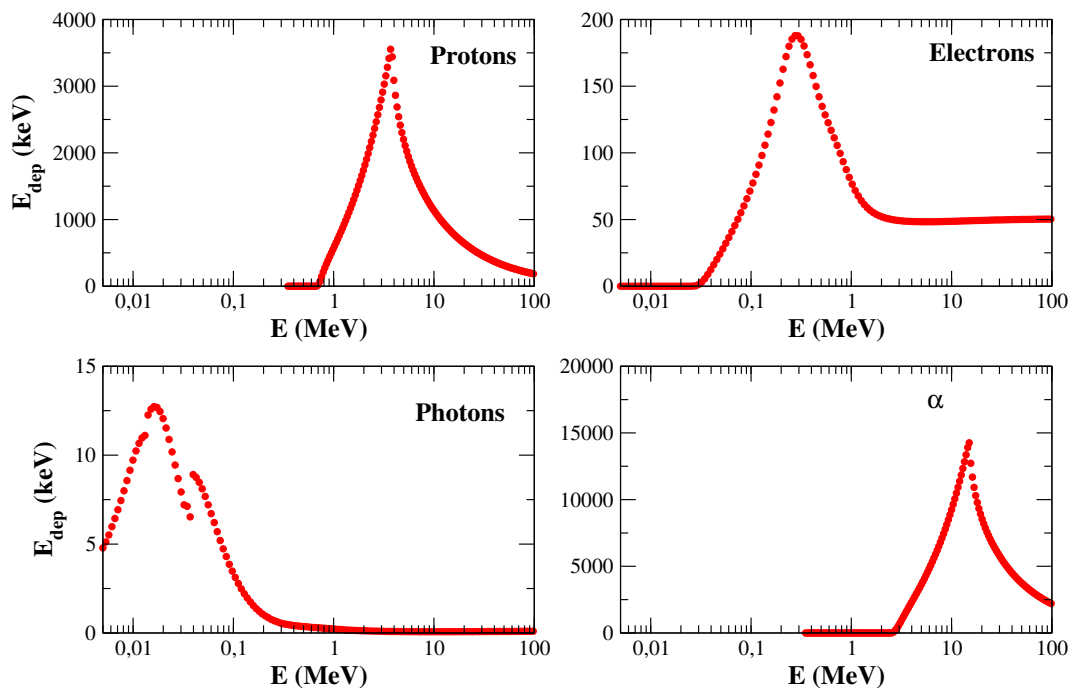


FIGURE 2.15 – Exemple de courbes de dépôt d'énergie par des protons, des électrons et des photons en fonction de l'énergie de la particule incidente pour des films MS.

pour atteindre la couche sensible, ils y déposent de l'énergie et s'arrêtent dans cette couche jusqu'à une énergie incidente de 3,5 MeV. À ces énergies incidentes, très peu d'énergie est déposée dans la couche de protection (par exemple, un proton de 2 MeV perd seulement 100 keV dans la couche de protection). Lorsque l'énergie des protons incidents dépasse 3,5 MeV, ils ne sont plus stoppés dans la couche sensible, ils n'y déposent qu'une fraction de leur énergie initiale et la courbe décroît (voir figures 2.14 et 2.15).

Pour les électrons, le seuil en énergie incidente pour atteindre la couche sensible d'un film de type MS se situe à plus basse énergie (inférieure à 30 keV). Comme ils sont plus légers que les protons, la perte d'énergie lors d'une interaction est plus faible et ils sont donc moins facilement arrêtés dans la couche de protection. La forme de la courbe de dépôt d'énergie est similaire à celle des protons avec un maximum vers 300 keV, énergie à partir de laquelle les électrons commencent à sortir de la couche sensible (figure 2.14). Même lorsqu'ils sortent de la couche sensible les électrons continuent à y déposer une fraction de leur énergie ce qui induit le plateau à 50 keV d'énergie déposée (figure 2.15) à partir

de 2 MeV d'énergie incidente.

Pour les photons la forme de la courbe d'énergie déposée est différente, le processus d'interaction prépondérant étant l'effet photoélectrique à basse énergie. Dans ce cas le photon incident est absorbé par l'atome et un électron d'une couche interne d'un élément est éjecté avec une énergie cinétique égale à l'énergie du photon moins l'énergie de liaison de l'électron. L'électron dépose ensuite son énergie dans le matériau. La courbe de dépôt d'énergie par des photons est maximale vers 18 keV. Lorsque l'énergie des photons incidents augmente, la courbe de dépôt d'énergie décroît jusqu'à être presque nulle pour des photons dont l'énergie incidente est de 200 keV. Ceci est dû au fait que la section efficace de l'effet photoélectrique décroît au fur et à mesure qu'on s'éloigne des énergies de liaison des électrons des éléments du matériau. La probabilité d'interaction d'un photon est alors de plus en plus faible et la couche sensible devient transparente aux photons. On observe des discontinuités sur la courbe de dépôt d'énergie pour des énergies de photons incidents de 13 keV et à 37 keV. Elles correspondent aux flancs d'absorption en couche K du Brome et du Baryum.

La courbe de dépôt d'énergie des particules α est très similaire à celle des protons. Cependant comme les particules α déposent beaucoup plus d'énergie par unité de longueur, elles sont arrêtées dans la couche de protection pour des énergies de particules incidentes inférieures à 3 MeV. Lorsque l'énergie de la particule incidente est comprise entre 3 et 15 MeV, celle-ci s'arrête dans la couche sensible. Pour des énergies supérieures, les particules α s'arrêtent au delà de la couche sensible et déposent de moins en moins d'énergie dans cette dernière.

La comparaison de ces quatre courbes pour lesquelles les échelles des ordonnées sont différentes (elles diffèrent d'un ordre de grandeur entre protons et électrons et encore d'un ordre de grandeur entre électrons et photons) montre que l'énergie déposée par chaque type de particules est très différente. Nous verrons dans la suite, que ceci entraîne de fortes différences des fonctions de réponse aux différentes particules.

3.5 Modélisation de la réponse d'un écran : absorption des photons dans la couche sensible

Le modèle décrit au paragraphe précédent a été étendu pour tenir compte de la profondeur à laquelle se fait le dépôt d'énergie dans la couche sensible. En effet, les photons du scanner et les photons de luminescence peuvent être absorbés durant leur traversée de la couche de protection et de la couche sensible. Ceci

est illustré sur la figure 2.16. On voit qu'un site FBr^- ou FI^- n'a pas la même probabilité de créer du signal selon qu'il se situe en surface ou en profondeur dans la couche sensible de l'écran. Cette correction est prise en compte *via* une loi de transmission de Beer-Lambert. La relation 2.9 exprimant la réponse d'un écran en fonction de l'énergie de la particule incidente devient alors :

$$R(E) = \alpha' \int_0^{W_p} \exp\left(-\frac{z}{L_p}\right) dz \int_0^W \frac{dE_{dep}}{dz}(E, z) \exp\left(-\frac{z}{L}\right) dz \quad (2.10)$$

où z est la profondeur dans la couche sensible de l'écran. L et L_p sont des longueurs d'absorption linéique des photons dont l'énergie est de 2 à 3 eV dans la couche sensible et dans la couche de protection respectivement. W et W_p sont les épaisseurs de la couche sensible et de la couche de protection données dans le tableau 2.1. α' est la sensibilité du film. $\frac{dE_{dep}}{dz}(E, z)$ est l'énergie déposée par une particule incidente d'énergie E et ses particules secondaires dans une épaisseur de couche sensible comprise entre z et $z+dz$.

Comme l'absorption des photons dans la couche de protection est indépendante de z , l'intégrale sur l'épaisseur de la couche de protection peut être considérée comme un facteur d'atténuation qui diminue la sensibilité de l'écran. La relation précédente peut alors être réécrite de la façon suivante :

$$R(E) = \alpha \int_0^W \frac{dE_{dep}}{dz}(E, z) \exp\left(-\frac{z}{L}\right) dz = \alpha E_{dep}^{eff}(E, L) \quad (2.11)$$

où α est toujours la sensibilité du film mais qui prend maintenant en compte l'absorption des photons dans la couche de protection.

Le calcul de l'énergie déposée en fonction de la profondeur est, à nouveau, réalisé sous Geant4. Pour ce calcul, une discrétisation de la couche sensible de l'écran par pas de 1 μm est effectuée. La figure 2.17 présente le résultat du calcul de l'intégrale de la relation 2.11. Appelée énergie déposée effective E_{dep}^{eff} , cette grandeur représente l'énergie déposée dans la couche sensible vraiment efficace pour la luminescence. Le calcul est illustré dans le cas des écrans MS pour des valeurs de la longueur d'absorption $L=10 \mu m$ et $L=100 \mu m$. Les courbes de dépôt d'énergie qui ne tiennent pas compte du coefficient d'absorption ($L=\infty$) sont également reportées pour permettre une comparaison.

Pour les quatre types de particules la courbe de dépôt d'énergie est très peu affectée par la longueur d'absorption L aux basses énergies. Par contre, pour des particules incidentes plus énergétiques, l'introduction d'un coefficient d'absorption fait baisser la quantité d'énergie déposée effective et le maximum des courbes

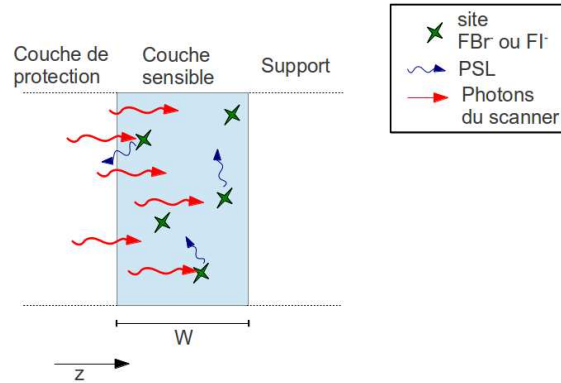


FIGURE 2.16 – Schéma de principe de l'absorption des photons du scanner et des PSLs dans la couche sensible d'un écran. Pour qu'un PSL soit détecté, il faut qu'un photon du scanner parvienne jusqu'à un site FBr^- ou FI^- et que le PSL émis parvienne jusqu'au scanner.

de dépôt d'énergie est décalé vers les plus basses énergies de particules incidentes. Ceci peut être expliqué par le fait que les particules les plus énergétiques sont les plus pénétrantes (voir figure 2.14). Or l'effet de l'absorption est plus important en profondeur qu'en surface de la couche sensible puisque les photons du scanner et ceux de luminescence ont plus de distance à parcourir et ont donc plus de chance d'être absorbés. Notons également une inversion de la courbure de la pente juste avant le maximum de dépôt d'énergie lorsque L augmente. Cet effet est très visible pour les protons et les particules α .

4 Fonctions de réponse des écrans photostimulables

Le modèle, présenté dans la partie précédente, fait intervenir les termes α et L qui doivent encore être fixés pour caractériser complètement la fonction de réponse. Le paramètre α représente la sensibilité des écrans qui dépend, entre autres, des processus atomiques des complexes $\text{BaF}(\text{Br}^-, \text{I}^-):\text{Eu}^{3+}$ conduisant à l'émission de PSL. Le paramètre L est une longueur d'absorption linéique des photons ayant une énergie de l'ordre de 2 à 3 eV dans la couche sensible des écrans. Comme il n'est pas possible de calculer ces deux termes, ils sont traités comme des paramètres qui sont ajustés pour reproduire les données expérimentales. Cette

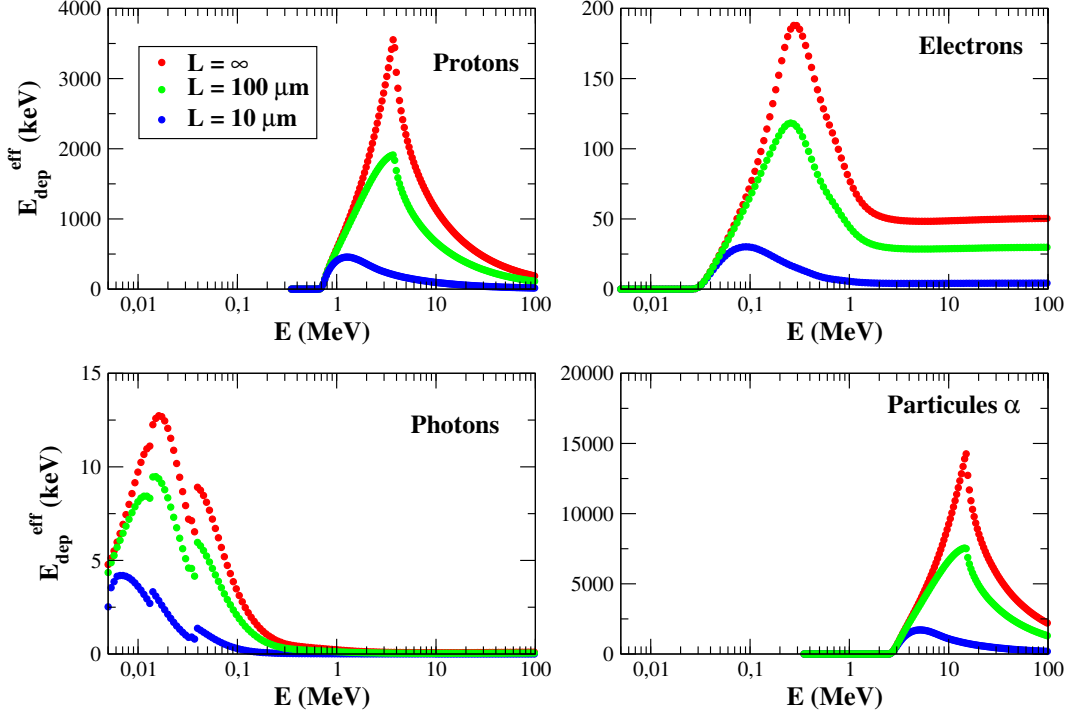


FIGURE 2.17 – Exemple, pour les films MS, de courbes de dépôt d'énergie par des protons, des électrons, des photons et des particules α en fonction de l'énergie de la particule incidente et pour différentes valeurs de la longueur d'absorption L .

procédure, appelée étalonnage est présentée dans cette partie pour les protons, les électrons et les photons ainsi que pour les particules α .

4.1 Étalonnage et fonctions de réponse aux protons

Des mesures de la réponse des écrans photostimulables de type TR sont disponibles dans la littérature mais il n'existe pas de travaux menés sur les films MS et SR à notre connaissance. Deux de ces études ont été réalisées avec des protons accélérés par laser, il s'agit des travaux de Mančić et al. [Man08] et de Choi et al. [Cho09]. Une troisième étude, celle de Freeman et al. [Fre11] a été réalisée avec des protons issus d'un accélérateur linéaire.

Le signal induit sur un écran TR en fonction de l'énergie du proton incident est présenté sur la figure 2.18 pour ces trois études. Bien que le même type de film (TR) ait été utilisé, il apparaît des différences pouvant aller jusqu'à un

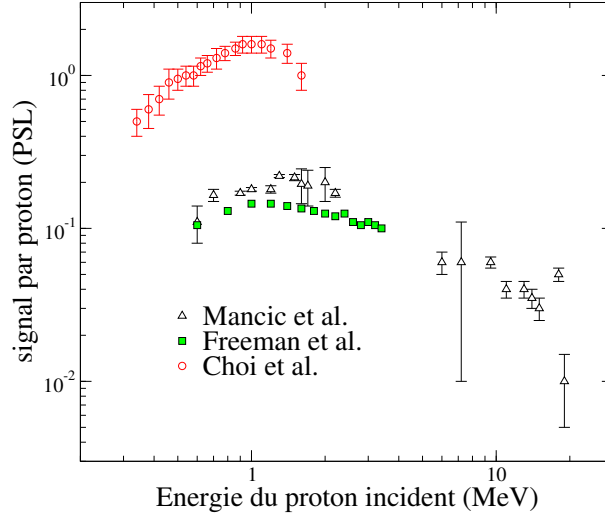


FIGURE 2.18 – Comparaison des données expérimentales issues des études de Mančić et al. [Man08], de Choi et al. [Cho09] et de Freeman et al. [Fre11]. Les trois études concernent la réponse des écrans de type TR aux protons.

ordre de grandeur entre les données de Mančić et Freeman d’une part et les données de Choi et al. d’autre part. Un protocole expérimental, utilisant des protons monoénergétiques a donc été mis en place pour compléter les mesures des réponses aux protons des écrans TR, et pour étendre ce travail aux réponses des écrans de type SR et MS.

4.1.a Dispositif expérimental

La mesure de la réponse des écrans photostimulables aux protons a été réalisée auprès de l’accélérateur AIFIRA (Applications Interdisciplinaires de Faisceaux d’Ions en Région Aquitaine) du CENBG. Cet accélérateur délivre des protons monoénergétiques ($\Delta E/E \approx 2.5 \times 10^{-5}$) dont l’énergie peut varier entre 0,75 et 3,25 MeV. Cette gamme en énergie recoupe celle des données déjà publiées (figure 2.18). Elle permet d’atteindre le maximum de la courbe de dépôt d’énergie pour les films TR. Pour les films MS et SR, le maximum de la courbe de dépôt d’énergie se trouve à plus haute énergie mais, comme présenté sur la figure 2.17, on observe une dépendance de la courbure de la pente croissante de E_{dep}^{eff} avec la valeur du coefficient d’absorption linéique. Les données expérimentales devraient ainsi permettre de contraindre la valeur de L .

L'intensité minimale du faisceau est de l'ordre de 1 nA (10^{10} protons par seconde) et son extension spatiale est limitée en sortie de ligne par un collimateur de 2 mm de diamètre. Ceci conduit à un nombre de protons incidents sur les écrans de l'ordre de 3×10^9 protons par mm^2 et par seconde. D'après les données publiées, on attend une réponse maximale des écrans TR de 0,1 à 1 PSL/proton et donc le signal attendu par unité de surface sur un écran est de 10^8 à 10^9 PSL/ mm^2 lors d'une irradiation directe sous 1 seconde de faisceau. Dans notre configuration de lecture, on a mesuré que la saturation des écrans (en fait du photomultiplicateur du scanner) survient à 31000 PSL/ mm^2 . Le signal attendu étant largement supérieur au seuil de saturation, il n'est pas possible de soumettre les écrans à une irradiation directe. Ces derniers ont donc été irradiés par diffusion RBS (Rutherford BackScattering) [May99].

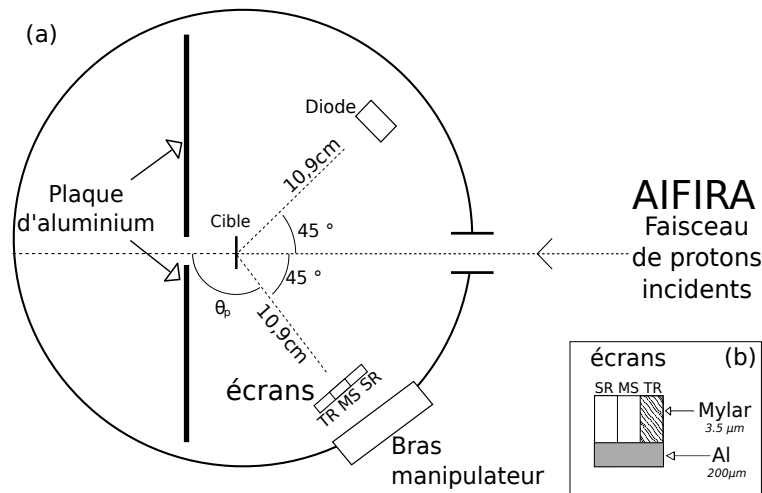


FIGURE 2.19 – (a) Vue de dessus du dispositif expérimental utilisé sur AIFIRA. (b) Vue de détail du porte-échantillon depuis la cible.

Le dispositif expérimental est décrit sur la figure 2.19. Les protons issus de l'accélérateur irradient une cible de tantale de 500 nm d'épaisseur. Les écrans ont été découpés en morceaux de $3 \times 1 \text{ cm}^2$, ils sont fixés sur un support, lui-même placé à une distance de 10,9 cm de la cible. Les trois échantillons sont placés côte à côte, à un angle moyen respectif de 130° , 135° et 140° pour les écrans TR, MS et SR. Comme les écrans TR ne possèdent pas de couche de protection, ils ont été couverts d'un film de $3,5 \mu\text{m}$ de Mylar pour éviter que les noyaux de tantale éjectés durant l'irradiation ne viennent produire du signal sur ces films

[Oll76]. Une bande d'aluminium de $1 \times 3 \text{ cm}^2$ et de $200 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur a été placée sur la partie basse des écrans pour arrêter les protons et mesurer le signal dû aux photons et aux électrons qui pourraient être produits lors de l'interaction des protons dans le tantale. Ce bruit de fond ne dépasse pas 1% du signal sur l'ensemble des mesures. Une diode dont la surface sensible est de 25 mm^2 a été placée à une distance de 10,9 cm de la cible et à un angle de diffusion de 135° , de sorte à être sensible à la même distribution en énergie que les écrans MS (*cf.* paragraphe suivant sur la RBS). Le temps mort du système d'acquisition de la diode a été mesuré, il est inférieur à 5%. Le nombre de protons mesuré est corrigé en conséquence. Une plaque d'aluminium a été mise derrière la cible pour éviter que les protons qui passent à travers la cible sans interagir et qui sont rétro-diffusés sur la surface de la chambre d'expérience ne viennent perturber la mesure. Un bras manipulateur a été installé pour insérer et retirer les échantillons de l'intérieur de la chambre d'expérience sans avoir à y casser le vide. Ainsi le temps entre la fin de l'irradiation et le début de la lecture des écrans a pu être maintenu à 5 minutes durant chacune des mesures, de sorte à garder la même erreur systématique liée à la correction de *fading* pour chaque mesure.

La diffusion RBS est une diffusion élastique dans laquelle un projectile est diffusé par le champ Coulombien des noyaux au repos d'une cible. Dans notre cas, les projectiles sont des protons de masse m_p et dont l'énergie cinétique incidente E_0 est réglée entre 0,75 et 3,25 MeV. La cible de 500 nm d'épaisseur se compose de noyaux de Tantale de masse m_{Ta} . L'énergie cinétique E_1 avec laquelle un proton est diffusé est fixée par la cinématique de la collision. Dans le référentiel du laboratoire, elle s'écrit :

$$E_1 = kE_0 \quad (2.12)$$

avec

$$k = \left(\frac{m_p \cos \theta + \sqrt{m_{Ta}^2 - m_p^2 (\sin \theta)^2}}{m_p + m_{Ta}} \right)^2 \quad (2.13)$$

où θ est un angle polaire de diffusion défini par rapport à la trajectoire initiale de la particule. La valeur maximale de k vaut 1 et est atteinte lorsque les protons ne sont pas déviés de leur trajectoire. Plus l'angle de diffusion est grand, plus l'énergie du proton diffusé est faible. La figure 2.20.a montre l'évolution de l'énergie après diffusion sur une cible de tantale, de protons incident de 3 MeV en fonction de l'angle de diffusion θ . On voit que l'énergie ne varie que de quelques pourcents entre une diffusion à 90° et une diffusion à 180° . Cela est dû au très grand rapport de masse entre le proton et le noyau de tantale.

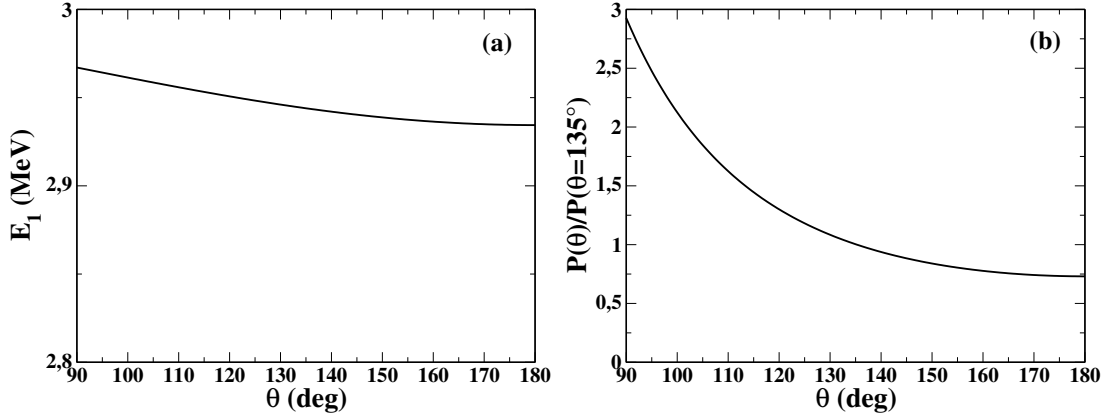


FIGURE 2.20 – (a) Énergie de protons dont l'énergie initiale est de 3 MeV après diffusion RBS sur du tantale de 500 nm d'épaisseur. (b) Probabilité (normalisée à la valeur pour $\theta = 135^\circ$) pour un proton d'être diffusé par RBS à un angle θ .

La figure 2.20.b présente la probabilité, $P(\theta)$, pour un proton d'être diffusé par RBS en fonction de l'angle de diffusion θ . Sur la courbe, la probabilité a été normalisée par sa valeur à un angle de diffusion de 135° . On peut voir qu'elle décroît rapidement, en $\sin^4(\theta/2)$. Ainsi la probabilité d'avoir un proton peu dévié (angle de diffusion faible) est plus importante que celle d'avoir des protons rétro-diffusés (angle de diffusion de 180°). Nous avons donc placé nos échantillons d'écrans photostimulables à des angles de diffusion compris entre 130 et 140° . De cette façon la correction à apporter au nombre de protons comptés par la diode pour connaître le nombre de protons incidents sur les écrans, reste inférieure à 10%.

L'énergie et le nombre de protons diffusés dépendent de l'angle de diffusion θ . La diode silicium placée à un angle θ_p permet de mesurer le nombre de protons diffusé par RBS. Par ce procédé l'intensité du faisceau de proton incident sur les écrans peut être abaissée à 10^2 protons par seconde et par mm^2 . Comme dans notre cas l'énergie de la particule incidente est fixée par l'accélérateur, tous les protons diffusés à un angle donné ont la même énergie.

La figure 2.21 montre un spectre typique de protons diffusés mesuré pour des protons incidents de 3 MeV. On y distingue deux structures : un pic et un fond continu. Le pic centré à une énergie de 2,9 MeV est dû à la diffusion RBS des protons dans la cible de tantale. La largeur du pic ($FWHM = 80$ keV) est

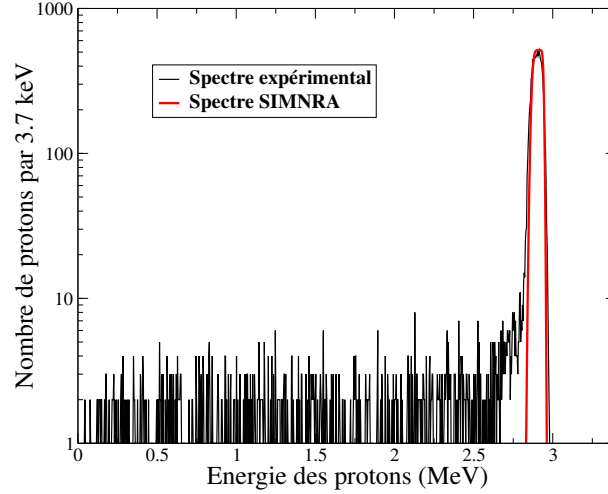


FIGURE 2.21 – Spectre de protons après diffusion RBS pour des protons incidents de 3 MeV mesuré avec la diode (en noir) et simulé avec SIMNRA (en rouge) [May99].

principalement due à l'épaisseur de la cible (500 nm) et est en accord avec la valeur calculée avec le logiciel SIMNRA [May99] (70 keV). Le fond continu est dû aux diffusions multiples qui ont lieu dans la cible ou son support. Ces diffusions ne sont pas prises en compte dans la simulation. Durant toutes les mesures le faisceau a été réglé de sorte à garder la contribution de ce plateau au spectre total la plus basse possible (<15%).

4.1.b Mesures de la réponse aux protons

Le taux de PSL par seconde a été extrait pour chaque écran suivant la méthode décrite dans la partie 2.2, concernant la correction du *fading*. La fonction $f(t)$ utilisée est celle extraite des mesures réalisées avec des protons de 1,5 MeV. Les coefficients B_i et β_i de la fonction de *fading* sont donnés dans le tableau 2.3.

Expérimentalement la fonction de réponse est obtenue à l'aide de la relation :

$$R(E) = \frac{Y(E)}{A} \frac{C_{DT} C_{\sigma}(\theta_p, E)}{N_{protons}(E)} \quad (2.14)$$

où

- $Y(E)$ est le nombre de PSL lu par seconde sur toute la surface A (mm^2) de l'IP.

	B_1	$\beta_1(\text{min})$	B_2	$\beta_2(\text{min})$
f_{MS}	0,26	37,6	0,74	2604
f_{TR}	0,49	17,9	0,51	1482
f_{SR}	0,49	11,9	0,51	1390

Tableau 2.3 – Coefficients B_i et β_i de la fonction de *fading* pour des protons de 1,5 MeV.

- $N_{protons}(E)$ est le nombre de protons incidents par seconde et par mm^2 sur la diode.
- C_{DT} est la correction du temps mort du système d'acquisition de la diode.
- $C_\sigma(\theta_p, E)$ est le rapport de la section efficace différentielle de diffusion RBS dans la direction d'un IP donné sur la section efficace différentielle de diffusion RBS dans la direction de la diode (les films SR et TR ne sont pas exactement au même angle de diffusion que la diode et il faut en tenir compte. Voir figure 2.20).

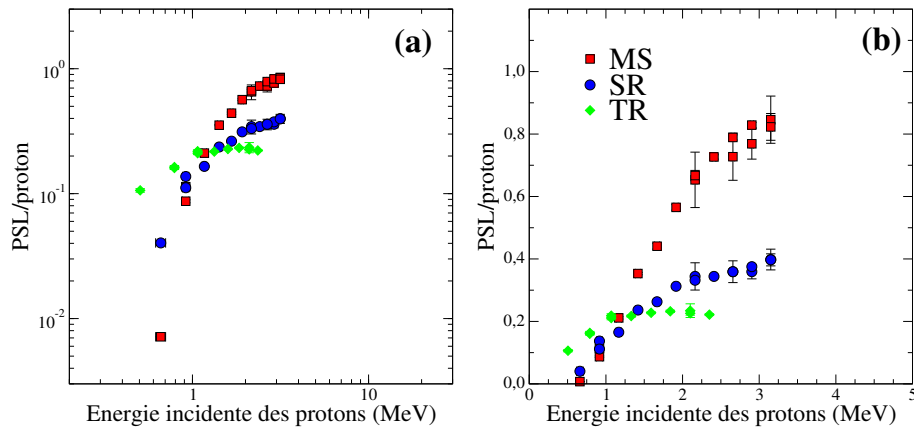


FIGURE 2.22 – Fonctions de réponse $R(E)$ des écrans SR, MS et TR aux protons mesurées auprès de l'accélérateur AIFIRA (a) en échelle logarithmique et (b) en échelle linéaire.

Les résultats sont présentés sur la figure 2.22. Les barres d'erreur sur l'énergie incidente représentent les écarts types des pics des spectres photodiodes. Elles sont généralement plus petites que la taille des symboles. Les barres d'erreur sur le signal représentent la composition des incertitudes sur la reproductibilité de la

lecture (3%) et sur le nombre de protons incidents comptés par la diode (erreur systématique en $1/\sqrt{N_{protons}}$).

Les mesures montrent que les films de type MS sont les plus sensibles pour des protons incidents dont l'énergie est supérieure à 1 MeV. Pour des énergies de protons incidents plus basses, les films de type TR sont plus sensibles du fait de l'absence de couche de protection. On observe le maximum de la réponse pour les films TR autour de 2 MeV d'énergie de protons incidents. Pour les films MS on voit une courbure sur la partie croissante de $R(E)$ qui signe un effet d'absorption de photons du scanner et de luminescence dans la couche sensible, comme cela a déjà été discuté dans la partie 3.5 sur le modèle.

4.1.c Ajustement du modèle sur les données expérimentales

Le modèle des écrans photostimulables qui a été décrit dans la partie 3 dépend de deux paramètres : la sensibilité α et une longueur d'absorption L . Ces deux paramètres sont maintenant ajustés sur les données expérimentales.

Dans une première étape, nous n'avons pas pris en compte l'atténuation des photons dans l'écran ($L \rightarrow \infty$). La réponse $R(E)$ mesurée sur AIFIRA doit alors suivre la relation 2.9. L'énergie déposée dans la couche sensible E_{dep} , peut être calculée pour chaque énergie de proton incident qui a été considérée sur AIFIRA. Un ajustement par une droite passant par l'origine (eq. 2.9) des réponses mesurées (en PSL par protons) en fonction de l'énergie déposée calculée donne la sensibilité d'un film. Les barres d'erreur sur les mesures ont été prises en compte pour cet ajustement. Les résultats de cet ajustement ainsi que les incertitudes associées sont reportés dans le tableau 2.4. La fonction de réponse a été calculée pour chaque type d'écran. Elle est tracée en ligne pointillée sur la figure 2.23. On constate un bon accord global entre les simulations et les mesures. Cependant il y a une sous-estimation de la réponse calculée à basse énergie (énergie inférieure à 2 MeV) et une surestimation pour des énergies incidentes plus grandes.

	$\alpha_p (\times 10^{-4} \text{ PSL/keV})$
SR	$1,44 \pm 0,05$
MS	$3,03 \pm 0,07$
TR	$1,55 \pm 0,12$

Tableau 2.4 – Valeur de α pour le premier modèle pour chaque type d'écrans.

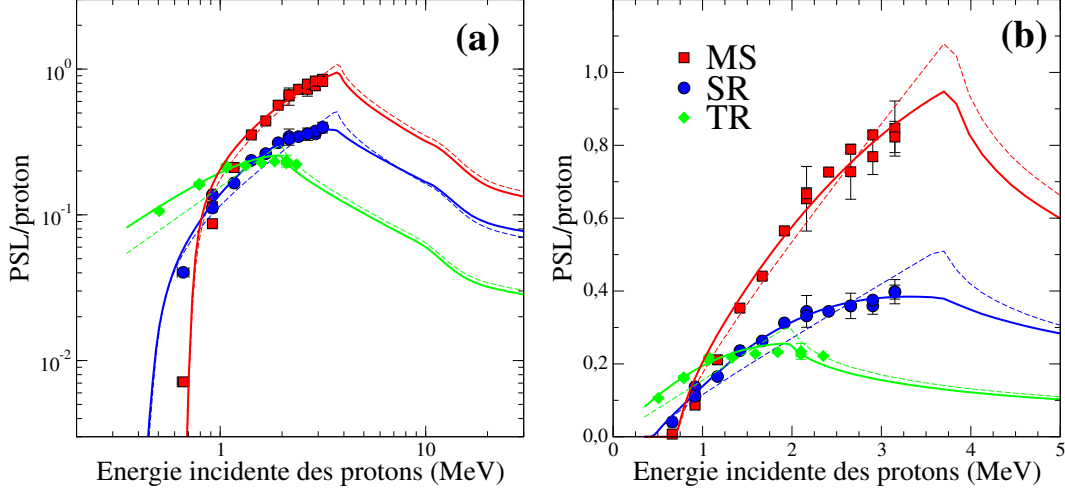


FIGURE 2.23 – Fonctions de réponse $R(E)$ des écrans SR, MS et TR (a) en échelle logarithmique et (b) en échelle linéaire. Les symboles représentent nos données expérimentales obtenues sur AIFIRA. Les lignes pointillées représentent les réponses modélisées sans prendre en compte l'absorption qui peut se produire dans la couche sensible (voir texte). Les lignes pleines représentent les réponses calculées prenant en compte une longueur d'absorption L .

Dans une seconde étape on prend en compte l'atténuation des photons dans l'écran. Dans ce cas, la réponse mesurée sur AIFIRA doit suivre la relation 2.11. L'énergie effective déposée dans la couche sensible, E_{dep}^{eff} est calculée, pour une valeur fixée de la longueur d'absorption L , pour l'ensemble des énergies incidentes considérées sur AIFIRA. La réponse mesurée est tracée en fonction de l'énergie déposée effective, et un ajustement des données par une droite passant par l'origine permet d'obtenir la sensibilité α ainsi qu'un coefficient de moindre carré M . Le coefficient de moindre carré traduit l'écart entre les mesures et le modèle. Il est calculé de la façon suivante :

$$M = \sum_{i=1}^{i=N} \left(\frac{R^i(E) - \alpha E_{dep}^{eff\ i}(E, L)}{\Delta R^i(E)} \right)^2 \quad (2.15)$$

où N est le nombre de points expérimentaux et $\Delta R(E)$ sont les incertitudes sur les données expérimentales. Cette opération est répétée pour différentes valeurs de L allant de $1\ \mu\text{m}$ à $500\ \mu\text{m}$ par pas de $0,5\ \mu\text{m}$. À chaque fois une valeur de α est calculée par ajustement et une valeur de M est obtenue *via* l'équation 2.15.

Au final, les valeurs de α et de L pour lesquelles la quantité M est minimale sont celles qui permettent de reproduire au mieux les données expérimentales.

Pour tester la sensibilité des paramètres de notre modèle à l'incertitude sur la mesure de la réponse $R(E)$, nous avons utilisé la méthode suivante : les données expérimentales ont été tirées dans une distribution de forme gaussienne centrée sur la mesure et dont l'écart type est l'incertitude sur la mesure. Puis une nouvelle recherche de la sensibilité et de la longueur d'absorption a été effectuée. Cette opération a été réalisée 500 fois pour chaque type de film pour obtenir une distribution des valeurs de α et de L . Ces distributions sont présentées sur la figure 2.24. Les valeurs moyennes et les écarts types des distributions ont été considérés pour estimer respectivement les valeurs de α , de L et leurs incertitudes. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 2.5 pour chacun des écrans photostimulables. Il apparaît que les sensibilités sont plus élevées que celles données dans le tableau 2.4 pour un type d'écran donné : pour avoir la même réponse, l'introduction d'une longueur d'absorption nécessite d'avoir plus de photons de luminescence émis par unité d'énergie déposée.

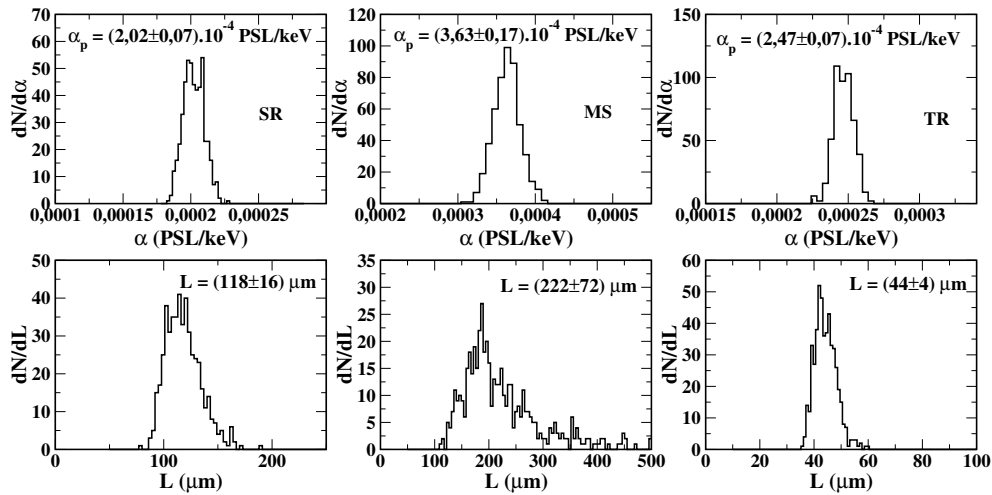


FIGURE 2.24 – Distributions des paramètres ajustés α et L pour les trois types d'écrans obtenues après 500 itérations. À chaque itération, les données expérimentales sont tirées dans une distribution gaussienne centrée sur la valeur mesurée et dont l'écart type est leur incertitude.

Les réponses ont été calculées, compte tenu des sensibilités et des longueurs d'absorption. Elles sont tracées sur la figure 2.23 en traits pleins. On peut voir

	$\alpha_p(\times 10^{-4} \text{ PSL/keV})$	$L(\mu m)$
SR	$2,02 \pm 0,07$	118 ± 16
MS	$3,63 \pm 0,17$	222 ± 72
TR	$2,47 \pm 0,07$	44 ± 4

Tableau 2.5 – Valeur de α et L pour chaque type d'écrans.

qu'avec ce modèle, on reproduit mieux les données expérimentales que lorsque que l'on ne tient pas compte de la longueur d'absorption. Notamment la courbure associée à l'augmentation de la réponse avec l'énergie des photons incidents est reproduite et valide le fait que l'absorption dans l'écran des photons du scanner et de ceux de luminescence doit être prise en compte pour reproduire la fonction de réponse.

Les données de notre modèle pour les écrans TR sont comparées aux données de la littérature sur la figure 2.25. Les données de Mančić et al. [Man08] et de Choi et al. [Cho09] ont été réalisées avec des protons accélérés par laser qui présentent une distribution en énergie continue. Pour Mančić et al., le nombre de protons a été obtenu avec des films radiochromiques (RCF) et avec un spectromètre magnétique associé à la fois à des écrans photostimulables et à des détecteurs à trace de type CR39. Le scanner utilisé était un BAS-1800II de la marque Fuji. Pour les mesures réalisées par Choi et al., le nombre de protons a été obtenu en utilisant un spectromètre à temps de vol et une parabole Thomson, couplée à des écrans photostimulables et à des CR39. La lecture des écrans a été réalisée par le scanner BS-5000 de la marque Fuji. Les données de Freeman et al. [Fre11] ont été obtenues avec des protons accélérés par un Tandem. Le nombre de protons a été mesuré par une parabole Thomson associée à des RCF, des CR39 et des écrans photostimulables et le scanner utilisé est un BAS-1800II de Fuji.

Les données de Choi et al. sont supérieures à toutes les autres valeurs d'un ordre de grandeur. L'auteur explique cette différence par la différence de scanner utilisé. Par contre, les autres résultats sont comparables au travail de Mančić et al. malgré des différences de scanner. On constate également que, bien que les résultats de notre modèle aient été ajustés sur nos données expérimentales entre 0,6 et 3,5 MeV, ce dernier reproduit bien les données de Mančić et al. autour de 10 MeV : le modèle que nous avons développé est donc prédictif et utilisable sur une gamme en énergie allant au moins jusqu'à 20 MeV.

Nous avons développé un modèle de réponse des écrans photostimulables qui tient compte de l'absorption des photons du scanner et des photons de lumines-

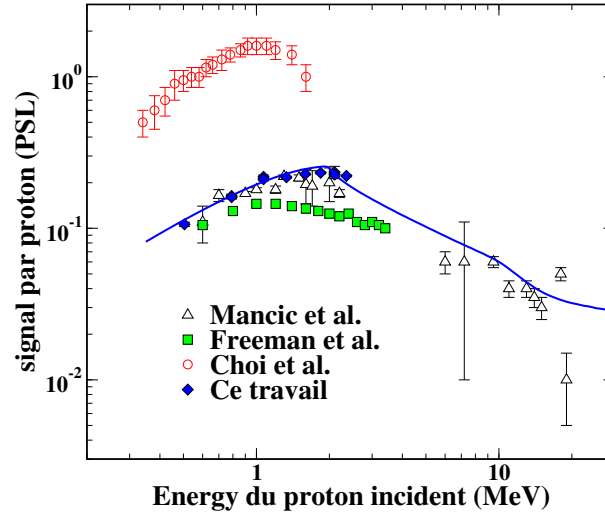


FIGURE 2.25 – Comparaison de la fonction de réponse aux protons pour les films TR obtenues par le second modèle avec des données publiées dans la littérature.

cence (PSL) dans l'écran. Une valeur de longueur d'absorption caractéristique de l'ensemble constitué de l'écran et du scanner a été obtenue à partir des mesures de réponse faites pour les protons. On peut alors se poser la question de la valeur de la sensibilité α pour d'autres particules ionisantes. En effet Freeman et al. mentionnent une différence entre la sensibilité des écrans TR aux protons et la sensibilité aux particules α en dessous de 1,5 MeV [Fre11]. Cette observation pourrait indiquer que la sensibilité des écrans dépend du pouvoir d'arrêt de la particule incidente. L'enjeu des deux parties suivantes est la détermination de la sensibilité α pour des électrons et des photons dans un premier temps puis pour les particules α dans un deuxième temps.

4.2 Étalonnage et fonctions de réponse aux photons et aux électrons

Quelques études de réponses aux électrons et aux photons sont disponibles dans la littérature. Citons par exemple, les mesures en photons réalisées par Meadowcroft et al. sur les films SR, MS et TR dans une gamme en énergie allant de 1 à 100 keV [Mea08]. Des mesures en électrons ont été réalisées par Tanaka et al. avec des films SR et des électrons de plus de 10 MeV issus d'accélérateurs [Tan05]. D'autres mesures ont été réalisées par Chen et al. pour des énergies allant

de la centaine de keV à quelques MeV [Che08b]. Mentionnons enfin la mesure de Nakanii et al. réalisée sur un film SR à une énergie de 1 GeV [Nak08].

De notre côté, nous avons réalisé des mesures utilisant des sources radioactives dans le but d'ajuster notre second modèle aux données expérimentales et d'établir les fonctions de réponse aux électrons et aux photons des trois types de films sur une gamme en énergie de quelques keV à 10-20 MeV.

4.2.a Dispositif expérimental

Nous avons réalisé des mesures de taux de production de PSL par seconde d'irradiation Y avec une source radioactive de ^{60}Co du LEA-CERCA [LEA] dont l'activité était de 26,2 kBq lors de la mesure. Le ^{60}Co est un élément radioactif β^- , sa désintégration produit un noyau de ^{60}Ni dans un état excité accompagné de l'émission d'un électron. Le ^{60}Ni se désexcite à son tour très rapidement en émettant deux γ dont les énergies sont de 1173 et 1333 keV. Des X de fluorescence caractéristiques du ^{60}Ni sont émis avec des énergies de 6,92 keV, 6,93 keV et 7,65 keV. La source de ^{60}Co est donc à la fois une source d'électrons dont le spectre en énergie est continu, avec une énergie maximale de 318 keV et une source de photons avec un spectre de raies.

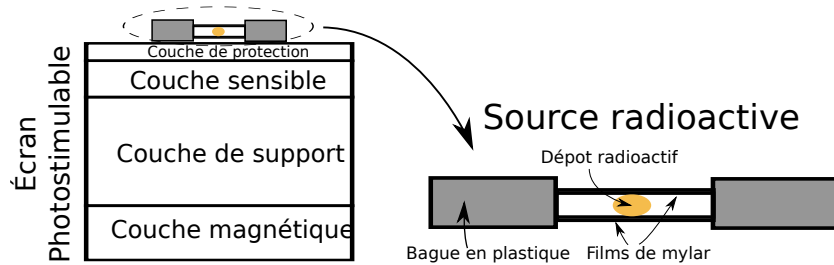


FIGURE 2.26 – Configuration expérimentale des irradiations d'écrans photostimulables par une source de ^{60}Co . Dans certaines configurations, une feuille de cuivre d'épaisseur variable était insérée entre la source et l'écran.

Les irradiations des écrans photostimulables avec la source de ^{60}Co ont été réalisées à l'air suivant plusieurs configurations. Soit la source était posée au contact des écrans (illustration de la figure 2.26), soit une feuille de cuivre était intercalée entre la source et l'écran. Le fait d'intercaler une épaisseur de cuivre entre la source et l'écran permet de modifier le spectre en énergie des particules incidentes sur l'écran. Lorsqu'il n'y a pas d'absorbant, les électrons de plus basse

énergie peuvent atteindre la couche sensible. En augmentant l'épaisseur de la couche d'absorbant, les électrons de plus basse énergie sont arrêtés dans le cuivre tout en laissant passer les photons de plus haute énergie. Les différentes épaisseurs de feuilles de cuivre utilisées sont indiquées dans le tableau 2.6.

Source	⁶⁰ Co						
épaisseur Cu	rien	2 µm	4 µm	6 µm	10 µm	20 µm	1 mm

Tableau 2.6 – Épaisseur des différentes feuilles de cuivre qui ont été interposées entre la source radioactive de ⁶⁰Co et les écrans photostimulables.

Les écrans, dont la surface était de 4×4 cm², ont été irradiés pendant deux minutes puis lus à un instant t_l proche de 5 minutes. Pour chaque mesure, le taux de PSL par seconde créé sur toute la surface de l'écran, Y , est extrait à l'aide de la méthode décrite dans la partie 2.2 en utilisant les coefficients du tableau 2.7. La figure 2.27 présente le taux de PSL mesuré sur les écrans MS en fonction de l'épaisseur de la feuille de cuivre. La mesure pour une épaisseur de cuivre de 1 mm a été omise pour des raisons de lisibilité de la figure, sa valeur est de 16,91 PSL/s. On voit que plus l'épaisseur de la feuille de cuivre est importante plus le niveau de signal mesuré diminue puisque une fraction de plus en plus importante des particules est absorbée dans le cuivre.

	B_1	$\beta_1(\text{min})$	B_2	$\beta_2(\text{min})$
f_{SR}	0,42	10,75	0,58	2825
f_{MS}	0,31	40,25	0,69	3583
f_{TR}	0,49	11,4	0,51	2183

Tableau 2.7 – Coefficients B_i et β_i de la fonction de *fading* pour la source de ⁶⁰Co.

4.2.b Lien entre le taux de production de PSL et l'énergie déposée effective pour une source radioactive

Le nombre de PSL mesuré dans la configuration expérimentale décrite au paragraphe précédent est un mélange des contributions des électrons et des photons émis par le source à différentes énergies. On ne peut alors plus mesurer directement la réponse de l'écran à une énergie donnée de la particule incidente comme

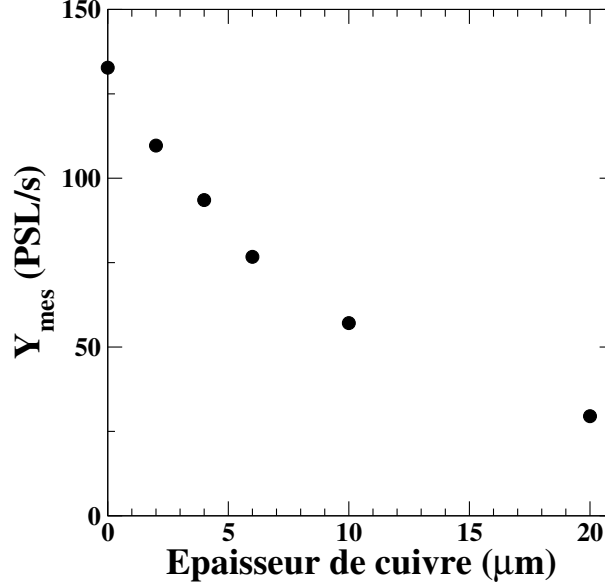


FIGURE 2.27 – Évolution du signal mesuré sur un écran MS en fonction de l'épaisseur de cuivre entre la source de ^{60}Co et l'écran photostimulable.

cela a été fait pour les protons, mais on mesure un mélange des différentes réponses à toutes les énergies présentes dans le spectre. Le taux de PSL par seconde, Y , induit par une source radioactive peut être écrit de la façon suivante :

$$Y = \left(\int_0^\infty \frac{dN_{e^-}}{dE}(E) R_{e^-}(E) dE + \int_0^\infty \frac{dN_\gamma}{dE}(E) R_\gamma(E) dE \right) \quad (2.16)$$

où $dN_{e^-}/dE(E)$ et $dN_\gamma/dE(E)$ sont respectivement les distributions en énergie des électrons et des photons incidents sur l'écran pour une seconde d'irradiation et $R_{e^-}(E)$ et $R_\gamma(E)$ sont, comme définies précédemment, les réponses des écrans respectivement aux électrons et aux photons.

Compte tenu de notre modèle qui tient compte d'une longueur d'absorption des photons du scanner et des photons de luminescence dans l'écran, on a :

$$R_{e^-}(E) = \alpha_{e^-} \int_0^W \frac{dE_{dep}^{e^-}}{dz}(E, z) \exp\left(-\frac{z}{L}\right) dz \quad (2.17)$$

et

$$R_\gamma(E) = \alpha_\gamma \int_0^W \frac{dE_{dep}^\gamma}{dz}(E, z) \exp\left(-\frac{z}{L}\right) dz \quad (2.18)$$

où $\frac{dE_{dep}^{e-}}{dz}$ et $\frac{dE_{dep}^{\gamma}}{dz}$ sont respectivement les dépôts d'énergie moyens par un électron et un photon incidents à une profondeur de couche sensible comprise entre z et $z+dz$. Si de plus on fait l'hypothèse que la sensibilité aux électrons est égale à la sensibilité aux photons ($\alpha_{e-} = \alpha_{\gamma} = \alpha_{e\gamma}$), la relation 2.16 devient alors :

$$Y = \alpha_{e\gamma} \times \int_0^W \frac{dE_{dep}^{tot}}{dz}(z) \exp\left(-\frac{z}{L}\right) dz = \alpha_{e\gamma} E_{dep}^{eff} \quad (2.19)$$

avec :

$$\frac{dE_{dep}^{tot}}{dz}(z) = \left(\int_0^\infty \frac{dN_{e-}}{dE}(E) \frac{dE_{dep}^{e-}}{dz}(E, z) dE + \int_0^\infty \frac{dN_{\gamma}}{dE}(E) \frac{dE_{dep}^{\gamma}}{dz}(E, z) dE \right) \quad (2.20)$$

où $\frac{dE_{dep}^{tot}}{dz}(z)$ est l'énergie totale qui est déposée dans la couche sensible par les électrons ou par les photons et leurs particules secondaires en une seconde d'irradiation entre les profondeurs de couche sensible z et $z+dz$ et ce sur une même surface d'écran de $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

L'hypothèse selon laquelle les sensibilités aux photons et aux électrons sont identiques se justifie par le fait que l'interaction d'un photon dans la couche sensible conduit généralement au transfert de l'énergie à un seul électron. C'est ensuite cet électron qui dépose son énergie dans l'écran. Pour étayer cette hypothèse, la figure 2.28 donne la probabilité pour un photon d'interagir dans la couche sensible d'un film SR par effet photoélectrique et par diffusion Compton [Xco]. Les photons dont l'énergie est inférieure à 200 keV interagissent principalement par effet photoélectrique. Dans ce cas un électron est émis avec l'énergie du photon initial (à l'énergie de liaison de l'électron près). Pour les photons d'énergie supérieure, l'interaction se fait principalement par diffusion Compton : un électron est éjecté et un photon est diffusé. Ce photon peut alors interagir à nouveau mais on voit que les probabilités d'interaction dans la couche sensible sont très faibles (inférieures à 0,1%). Par conséquent l'interaction d'un photon dans la couche sensible conduit généralement au transfert de son énergie à un seul électron et on peut donc considérer que $\alpha_{e-} = \alpha_{\gamma}$.

En pratique, l'énergie déposée dans la couche sensible, $\frac{E_{dep}^{tot}}{dz}(z)$, est calculée par pas de $1 \mu\text{m}$ par des simulations Geant4. Puis l'énergie déposée effective, E_{dep}^{eff} , définie par l'intégrale de la relation 2.19, est calculée par une sommation discrète sur toute l'épaisseur de la couche sensible en utilisant la longueur d'absorption, L , déterminée par les mesures en protons. La géométrie de la simulation est illustrée sur la figure 2.26.

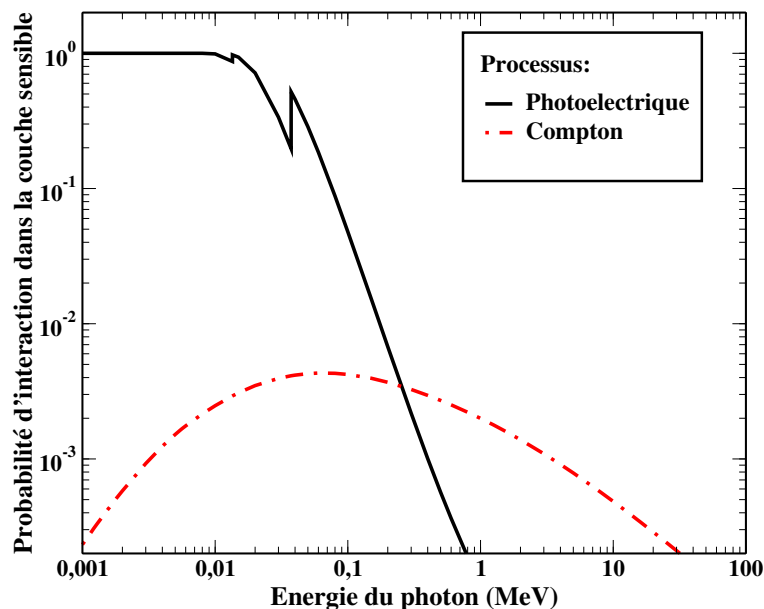


FIGURE 2.28 – Probabilité d’absorption d’un photon par effets photoélectrique et Compton dans les 120 μm de la couche sensible d’un écran SR.

Une source virtuelle de ^{60}Co , est scellée entre deux feuilles de Mylar maintenues par une bague en plastique. La géométrie des écrans est la même que celle considérée dans la partie modélisation. Une simulation est réalisée pour chaque épaisseur de feuille de cuivre du tableau 2.6.

La figure 2.29 présente une cartographie 2D des PSL obtenue lors d’une mesure (à gauche) et une cartographie 2D de l’énergie déposée effective de la simulation correspondante (au centre) pour une irradiation sans absorbant (en haut) et pour une irradiation avec une feuille de 1 mm de cuivre intercalée entre la source et l’écran (en bas). Les profils selon l’axe X du nombre de PSL et de l’énergie déposée effective sont présentés à droite. Pour une comparaison de ces deux grandeurs, une renormalisation a été effectuée sur les valeurs des maxima. Ces profils, ainsi que l’allure générale des différentes cartographie 2D, montrent que les simulations permettent de reproduire avec un très bon accord les données expérimentales.

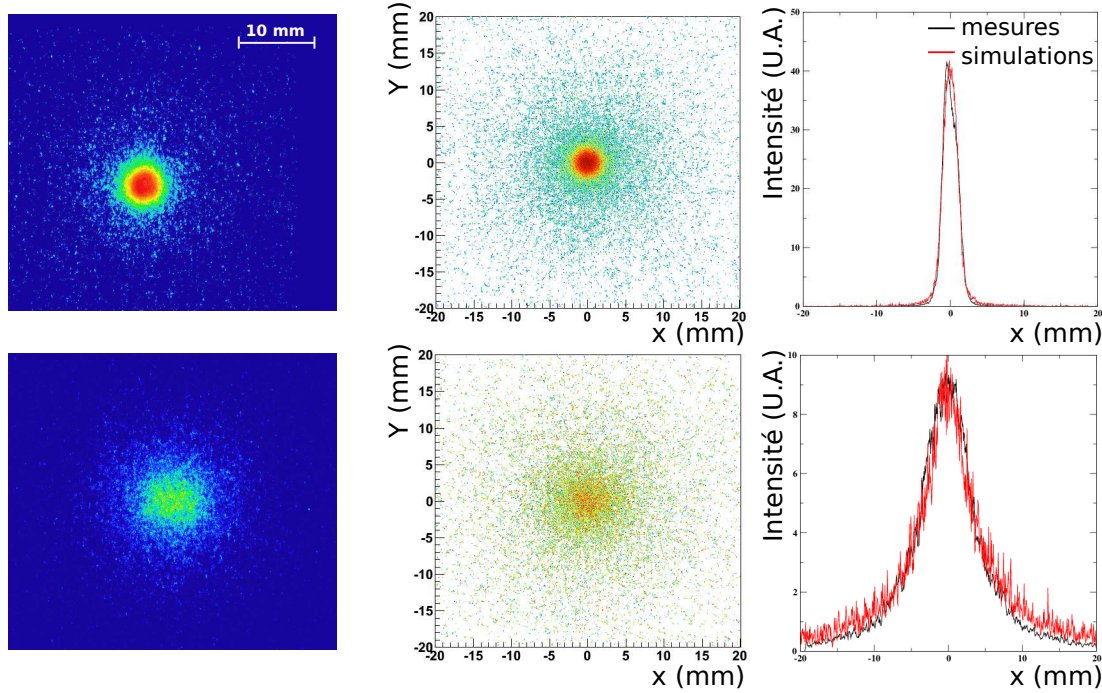


FIGURE 2.29 – Irradiation de deux minutes d’un écran de type MS par une source de ^{60}Co . En haut : la source est au contact direct de l’écran. En bas : une feuille de 1 mm de cuivre est intercalée entre l’écran et la source. Les images de gauche sont des cartographies des PSL après lecture par le scanner. Les images du centre sont des cartographies des énergies déposée effective calculées avec Geant4. Les images de droite sont des profils des PSL et de l’énergie déposée sur l’axe X des cartographies en 2D.

4.2.c Détermination de la sensibilité des écrans aux électrons et aux photons

La figure 2.30 présente le taux de PSL mesuré, Y , en fonction de l’énergie déposée effective, E_{dep}^{eff} , pour toutes les irradiations avec la source de ^{60}Co . Les barres d’erreur sur les données ont plusieurs origines. Une première source d’incertitude est la reproductibilité de la lecture des écrans (estimée à 3%). Elle se traduit par une barre d’erreur verticale sur la figure 2.30. La seconde source d’incertitude est liée à l’activité de la source de ^{60}Co , donnée à 2% par le fabricant. Elle intervient dans le calcul de l’énergie déposée dans la couche sensible par seconde, E_{dep}^{eff} , et se traduit par une barre d’erreur horizontale sur la figure 2.30. Les données

sont ajustées par une droite passant par l'origine dont la pente correspond à la sensibilité $\alpha_{e\gamma}$ (relation 2.19).

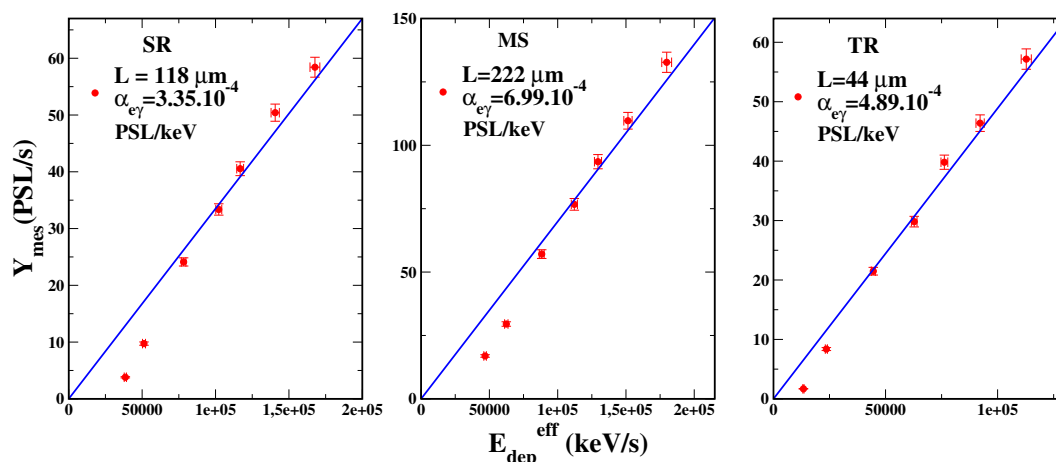


FIGURE 2.30 – Taux de PSL mesuré (Y_{mes}) avec la source de ^{60}Co en fonction du de l'énergie déposée effective pour les trois types d'écrans. L'ajustement par une droite passant par l'origine est tracé en bleu.

Comme attendu, le taux de PSL mesuré, Y , dépend linéairement de l'énergie déposée effective E_{dep}^{eff} . Cependant pour les faibles dépôts d'énergie, les données expérimentales ne sont pas bien ajustées par une droite passant par l'origine. Ces données correspondent à des irradiations avec des épaisseurs de 1 mm et de 20 μm de cuivre. Pour comprendre cet effet, des mesures complémentaires ont été réalisées avec des films de type MS avec deux sources de ^{60}Co de différentes activités : 0,82 kBq et 21,6 kBq. Des mesures ont été réalisées pour l'ensemble des configurations d'irradiation du tableau 2.6. L'évolution du taux de PSL mesuré en fonction de l'énergie déposée effective est présentée sur la figure 2.31. Dans le cas de la source de plus forte activité, les données expérimentales obtenues avec des épaisseurs de cuivre inférieures à 20 μm (donnant lieu aux plus forts dépôts d'énergie effective) peuvent être ajustées par une droite passant par l'origine. Les mesures réalisées avec la source de plus faible activité pour ces mêmes épaisseurs sont en accord avec l'ajustement linéaire. En revanche, quelle que soit l'activité de la source, les mesures réalisées avec des épaisseurs de cuivre de 20 μm et de 1 mm sont en dehors de la droite d'ajustement. Ces résultats semblent indiquer qu'à partir d'une certaine épaisseur de cuivre, l'énergie déposée effective est mal évaluée par les calculs Geant4.

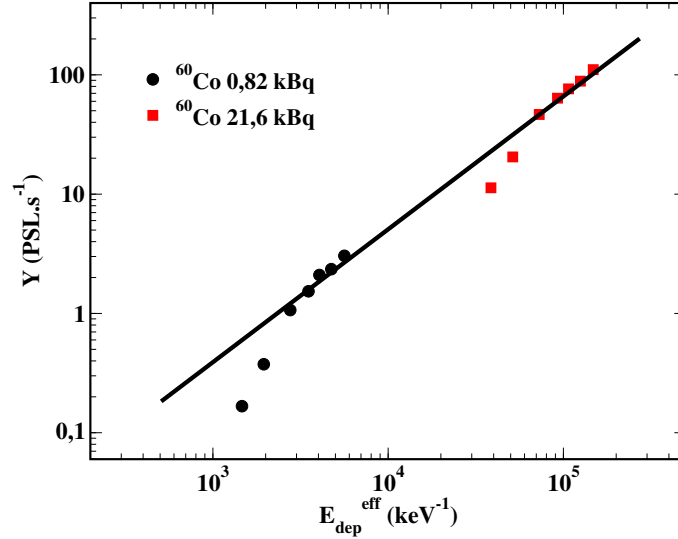


FIGURE 2.31 – Taux de PSL mesuré (Y_{mes}) en fonction de l'énergie déposée effective pour des écrans de type MS avec deux sources de ^{60}Co d'activités différentes : 0,82 kBq et 21,6 kBq.

Des simulations ont été réalisées pour estimer la contribution à l'énergie déposée effective des particules émises par la source et des particules qui sont générées dans le cuivre. Les particules qui sortent de la source après traversée du Mylar (électrons, photons X et photons γ) sont appelées particules primaires. Toutes les particules qui sont générées dans l'air (1 mm d'épaisseur) ou dans le cuivre sont appelées particules secondaires. Le tableau 2.8 indique le pourcentage d'énergie déposée efficace due à chaque type de particule pour les différentes épaisseurs d'absorbants. Pour des épaisseurs de cuivre inférieures à 20 μm , plus de 97% de l'énergie est déposée par des électrons primaires. En revanche, lorsque l'épaisseur de cuivre est plus importante, les électrons primaires interagissent dans le cuivre et génèrent des particules secondaires qui déposent leur énergie dans la couche sensible de l'écran. Ainsi pour une épaisseur de cuivre de 1 mm, l'énergie déposée dans la couche sensible de l'écran est principalement due aux électrons secondaires produits dans la feuille de cuivre et aucun électron primaire n'atteint l'écran. La distribution en énergie des électrons primaire est donc fortement affectée dans cette configuration d'irradiation. Un petit biais dans les probabilités d'interaction particules/matière dans Geant4 pourrait affecter fortement l'estimation de l'énergie déposée.

Cette étude montre que la non linéarité du taux de PSL mesuré en fonction de l'énergie déposée effective peut être due à un artefact dans la simulation qui conduit à une surestimation de l'énergie déposée effective lorsqu'un nombre important d'interactions ont lieu dans le cuivre. Pour cette raison, dans la suite, nous n'avons considéré que les données issues d'irradiation avec des épaisseurs de cuivre inférieures à 20 μm pour déterminer la sensibilité $\alpha_{e\gamma}$ pour chaque type d'écran.

Épaisseur de cuivre	sans	2 μm	4 μm	6 μm	10 μm	20 μm	1 mm
E_{dep}^{eff} ($10^5 \text{ keV} \cdot \text{s}^{-1}$)	1,78	1,50	1,28	1,11	0,88	0,62	0,47
% E_{dep}^{eff} électrons primaires	98,8	98,6	98,1	97,6	97,0	88,9	0
% E_{dep}^{eff} électrons secondaires	0	0,1	0,3	0,4	0,1	3,7	77,3
% E_{dep}^{eff} photons primaires	1,2	1,3	1,6	1,9	2,8	7,0	20,4
% E_{dep}^{eff} photons secondaires	0	0	0	0	0,1	0,4	2,3

Tableau 2.8 – Contributions des particules primaires et secondaires au dépôt d'énergie efficace dans la couche sensible des écrans de type MS pour les différentes épaisseurs de cuivre utilisées lors des irradiations.

Comme pour les mesures en protons, l'incertitude sur le paramètre $\alpha_{e\gamma}$ a été estimée en tirant aléatoirement des valeurs de Y et de L dans leurs barres d'erreurs respectives et en réitérant cette opération 500 fois. Les valeurs de Y ont été tirées suivant une loi normale, centrée sur la valeur mesurée et dont l'écart type correspond à la barre d'erreur associée. Les valeurs de l'activité des sources utilisées ont été tirées suivant une distribution uniforme à $\pm 2\%$ de la valeur nominale donnée par le fabricant. Les distributions en α pour les trois types de films sont tracées en noir sur la figure 2.32. Pour chacune des figures, nous avons précisé la valeur moyenne de $\alpha_{e\gamma}$ obtenue. La première incertitude correspond à l'écart type de la distribution en α déterminé par cette méthode.

Une incertitude supplémentaire concernant l'épaisseur de chacune des deux feuilles de mylar qui encapsulent le dépôt de ^{60}Co a été considérée. Le fabricant donne une épaisseur de mylar de 110 μm à 20% près pour chacune des deux feuilles. Pour estimer son influence sur la sensibilité, des simulations ont été réa-

lisées pour une épaisseur nominale du film de mylar de la source, puis pour une épaisseur nominale réduite de 20% et pour une épaisseur nominale majorée de 20 %. Les distributions sont tracées en rouge et en vert sur la figure 2.32 et permettent d'évaluer l'influence de l'épaisseur de mylar sur la sensibilité $\alpha_{e\gamma}$. Cette erreur, d'ordre systématique, est quantifiée dans la seconde barre d'erreur du paramètre $\alpha_{e\gamma}$ donnée dans la figure 2.32.

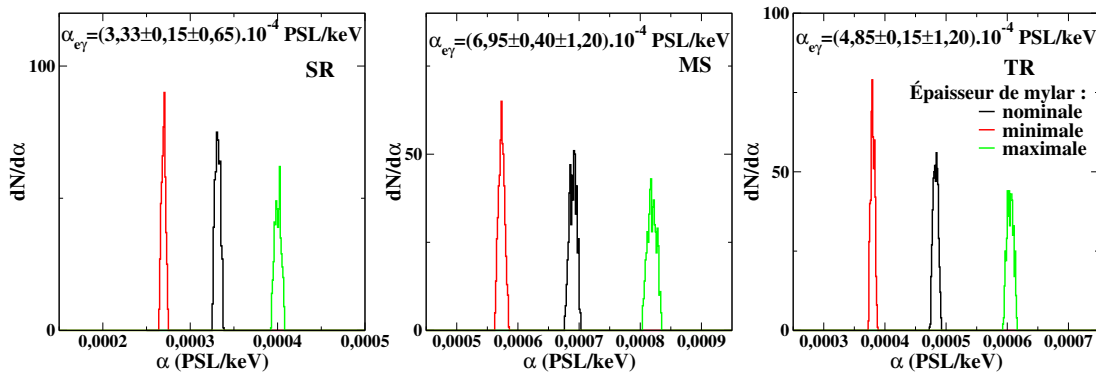


FIGURE 2.32 – Distributions de la sensibilité α obtenues en tirant aléatoirement Y, E_{dep}^{eff} et L dans leur barres d'erreurs. Des simulations ont été réalisées pour 3 épaisseurs de Mylar différentes de la source de ^{60}Co : l'épaisseur de Mylar nominale (noir), minimale (rouge) et maximale (vert).

Les fonctions de réponse aux électrons et aux photons ont été calculées à partir des valeurs de $\alpha_{e\gamma}$ et de L suivant les équations 2.17 et 2.18. Elles sont présentées sur la figure 2.33. Comme dans le cas des protons, les écrans MS sont les plus sensibles dès que l'énergie de la particule incidente est suffisante pour passer la couche de protection. Les écrans SR sont moins sensibles que les écrans MS mais plus sensibles que les écrans TR (couche sensible plus épaisse).

Compte tenu des incertitudes sur les sensibilités $\alpha_{e\gamma}$ déterminées précédemment, des barres d'erreur de 23% (films SR et MS) et 28% (film TR) sont représentées par des pointillés sur la figure 2.33 (échelle logarithmique). Nos fonctions de réponse aux photons sont comparées aux mesures de Meadowcroft et al. sur la figure 2.33.a [Mea08]. Leurs mesures ont été réalisées avec une source monochromatique d'X (tube à électrons associé à un monochromateur) et un scanner FLA-7000 ayant les mêmes paramètres que ceux que nous avons utilisés (*cf.* partie 1.3). On remarque que malgré un écart systématique entre nos fonctions de

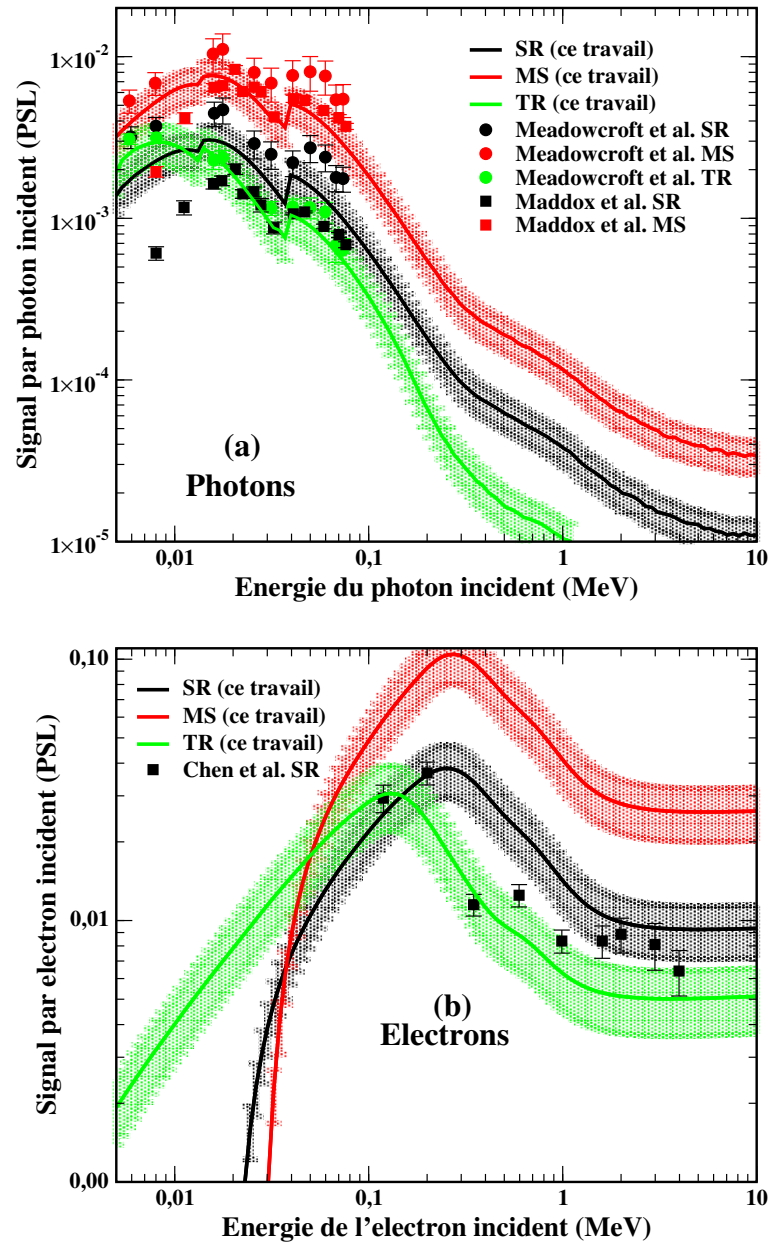


FIGURE 2.33 – Fonctions de réponse aux photons (a) et aux électrons (b) pour les écrans SR, MS et TR. Le calcul est réalisé à partir du second modèle avec les valeurs de $\alpha_{e\gamma}$ et de L données dans la figure 2.30.

réponse et celles réalisées par Meadowcroft et al., les résultats sont compatibles dans leurs barres d'erreurs respectives. Ce travail permet donc d'étendre notre connaissance de la fonction de réponse aux photons sur ces trois films jusqu'à 10 MeV.

La figure 2.33.b présente les réponses des films en électrons. Elles sont comparées aux 9 mesures publiées par Chen et al. entre 100 keV et 4 MeV pour des films SR [Che08b]. Leurs mesures sont réalisées avec une source d'électrons produits par laser intense. Les écrans sont placés en sortie d'un spectromètre en alternance avec des dosimètres thermoluminescents qui servent à déterminer le nombre d'électrons incidents. Le scanner utilisé est du type FLA-7000 avec une résolution de 100 μm . À l'exception des données à 300 keV et 600 keV, les réponses mesurées sont en accord avec celles que nous avons déterminées. La grande différence de réponse mesurée par Chen et al. entre 200 keV et 350 keV n'est cependant pas reproduite par notre travail.

4.3 Étalonnage et fonctions de réponse aux particules α

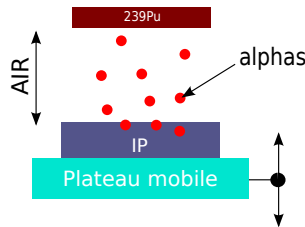


FIGURE 2.34 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étalonnage en particules α des écrans photostimulables. L'écran photostimulable est placé sur un support mobile, en faisant varier la distance source-écran, l'épaisseur d'air traversée par les particules α modifie leur énergie.

Les fonctions de réponse aux particules α publiées sont rares. À notre connaissance, elles se résument aux mesures de Freeman et al. pour les films TR entre 800 keV et 5 MeV [Fre11]. Dans notre étude, l'étalonnage en particule α a été réalisé avec une source radioactive de ^{239}Pu qui émet des particules α dont l'énergie est de 5,106 MeV, de 5,144 MeV et de 5,156 MeV avec une activité de 3,77 kBq le jour de la mesure. Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 2.34. Les écrans photostimulables étaient placés à l'air sur un support mobile vertical

équipé d'un vernier micrométrique. On a ainsi pu faire varier l'énergie des particules α incidentes sur l'écran en faisant varier l'épaisseur d'air entre la source et l'écran. Le tableau 2.9 présente les différentes épaisseurs d'air considérées dans l'étude ainsi que l'énergie moyenne des particules α correspondantes, calculées à partir de la base de données ASTAR [Ast]. On a ainsi réalisé des irradiations pour des énergies moyennes allant de 2,75 MeV à 5 MeV.

épaisseur d'air (mm)	21	16	11	6	1
E_α (MeV)	2,75	3,3	3,9	4,5	5

Tableau 2.9 – Énergie des particules α incidentes sur un écran en fonction de l'épaisseur d'air séparant la source de ^{239}Pu de l'écran photostimulable.

La détermination de la sensibilité α_{He} des écrans se fait suivant la même méthode que celle utilisée pour les électrons et les photons. Les écrans ont été irradiés pendant deux minutes puis lus à un instant t_l proche de 5 minutes. Pour chaque mesure, le taux de PSL par seconde, Y , est extrait à l'aide de la méthode décrite dans la partie 2.2 concernant le *fading* et en utilisant les coefficients du tableau 2.10.

	B_1	$\beta_1(\text{min})$	B_2	$\beta_2(\text{min})$
f_{MS}	0,38	60,0	0,62	4783
f_{TR}	0,46	19,3	0,54	1439
f_{SR}	0,53	13,3	0,47	1654

Tableau 2.10 – Coefficients B_i et β_i de la fonction de *fading* pour des particules α .

Des simulations Geant4 sont réalisées pour déterminer l'énergie déposée dans la couche sensible, $\frac{dE_{dep}^{tot}}{dz}(z)$ par les particules α . La partie gauche de la figure 2.35 présente les cartographies 2D en PSL après lecture des écrans MS pour les 5 épaisseurs d'air considérées. On voit que plus l'épaisseur d'air traversée est importante, moins le nombre de particules α incidentes sur l'IP est important et plus le signal sur l'écran est diffus. La partie centrale de la figure 2.35 présente la cartographie 2D en énergie déposée effective issue des simulations. La partie droite de la figure 2.35 présente les profils renormalisés mesurés (en rouge) et simulés (en noir) des images en 2D. Les profils simulés reproduisent bien les profils mesurés et les largeurs à mi-hauteur sont comparables.

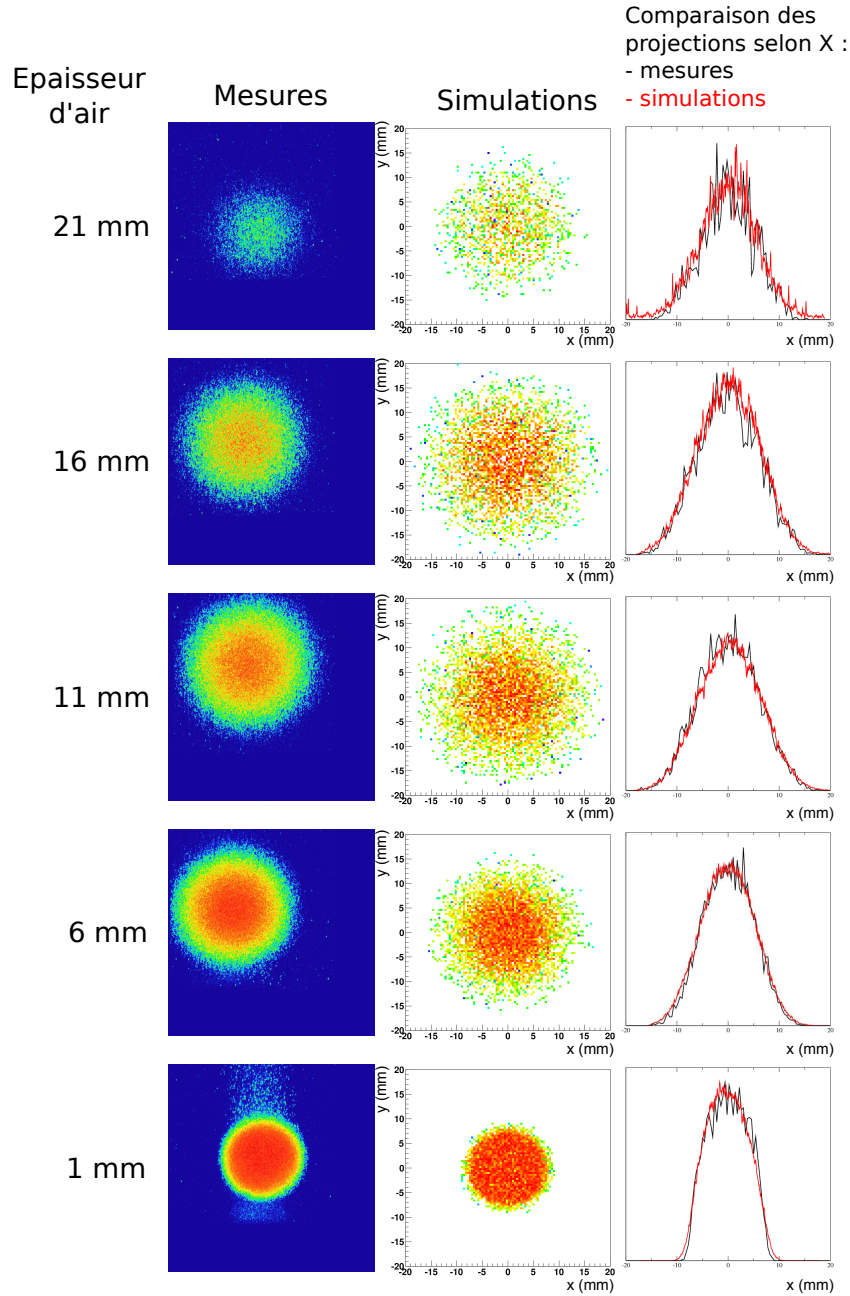


FIGURE 2.35 – Irradiation d'un écran MS par une source de ^{239}Pu pour les 5 épaisseurs d'air du tableau 2.9. Partie gauche : Cartographie 2D en PSL issue du scanner. Partie centrale : Cartographie 2D de l'énergie déposée issue d'une simulation Geant4. Partie droite : Projections selon l'axe X du nombre de PSL (rouge) et de l'énergie déposée (noir). Les 2 projections ont été renormalisées à leur valeur maximale pour $x=0$.

La figure 2.36 présente le taux de PSL mesuré, Y , en fonction de l'énergie déposée effective (E_{dep}^{eff}) pour toutes les irradiations. L'incertitude de 3% sur la mesure du nombre de PSL donne une barre d'erreur en ordonnée. La barre d'erreur en abscisse de 30% provient de l'incertitude sur l'activité de la source de ^{239}Pu donnée par le LEA-CERCA. Les données sont ajustées par une droite passant par l'origine pour déterminer la sensibilité α_{He} (équivalent de la relation 2.19 pour les particules α). Les valeurs moyennes et les incertitudes de la sensibilité α_{He} données sur la figure 2.36 sont obtenues par la même procédure que celle détaillée pour les électrons et les photons : 500 itérations ont été réalisées en tirant des valeurs de Y , E_{dep}^{eff} et L dans leur barres d'erreurs respectives.

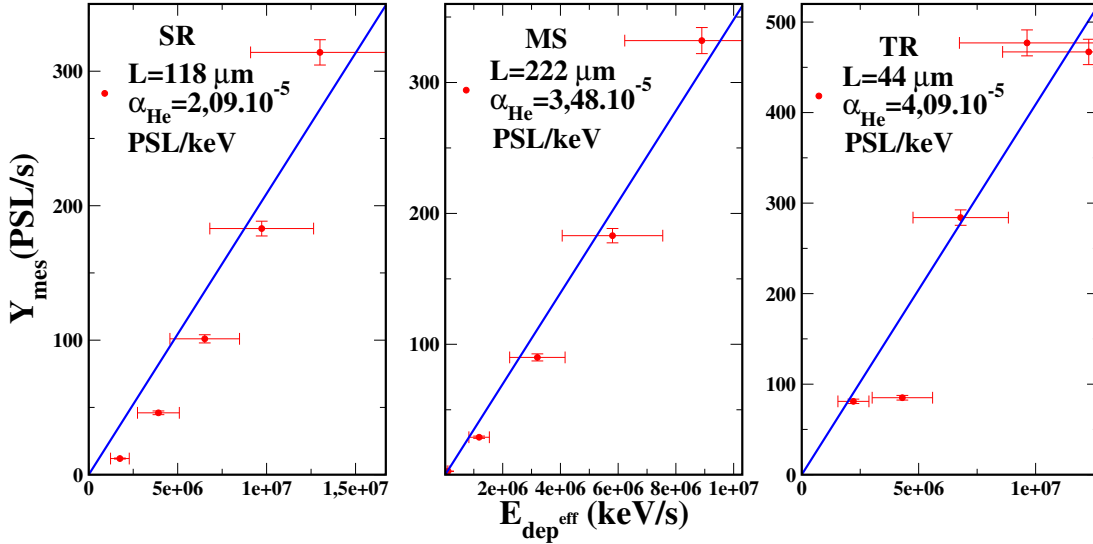


FIGURE 2.36 – Taux de PSL mesuré en fonction de l'énergie effective déposée par seconde. L'ajustement par une droite passant par l'origine est tracé en bleu.

Les fonctions de réponse aux particules α ont pu être calculées à partir des valeurs de α_{He} et de L suivant une équation équivalente à 2.19. Ces fonctions de réponse sont tracées sur la figure 2.37. Comme pour les réponses aux autres types de particules, la réponse des écrans TR est plus importante aux basses énergies (inférieures à 4 MeV) alors que les MS sont plus sensibles à plus haute énergie. Une barre d'erreur relative de 19% est également tracée sur la figure 2.37. Elle est représentative de la précision sur la sensibilité α_{He} pour tous les types d'écrans.

Les mesures réalisées sur des écrans TR par Freeman et al. sont présentées

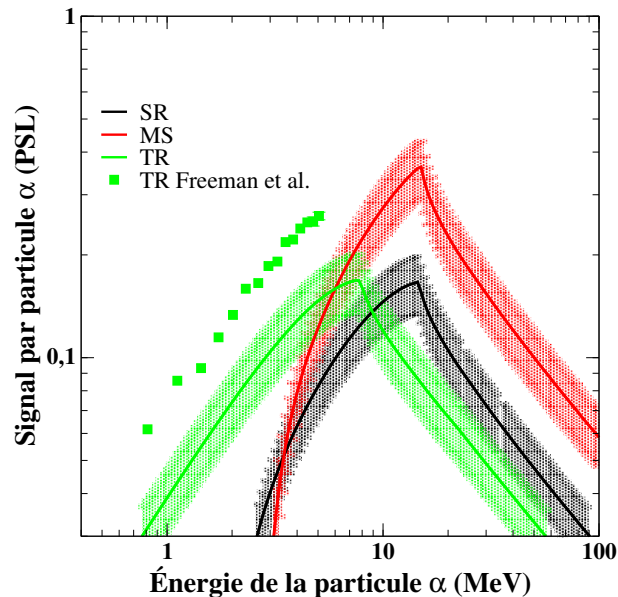


FIGURE 2.37 – Fonctions de réponse aux particules α calculées avec les valeurs de α , L et kB données sur la figure 2.36.

sur la figure 2.37 [Fre11]. On observe un facteur systématique de 1,8 entre les mesures réalisées par Freeman et al. et notre fonction de réponse. Les auteurs ont utilisé un faisceau monoénergétique de particules α incident dans une parabole de Thomson. Un scanner de type BAS-1800II a été utilisé. La différence de scanner pourrait permettre d'interpréter l'écart systématique dans la réponse des écrans TR dans les deux études comme montré dans les travaux de Zeil et al. [Zei10] et de Meadowcroft et al. [Mea08]. Il a ainsi été montré que le scanner BAS-1800 présente une réponse plus élevée que le scanner BAS-5000. Par contre aucune étude comparative avec le scanner FLA-7000 n'a été faite à ce jour.

5 Comparaison de la sensibilité des écrans photostimulables aux différents types de particules : effet de *quenching*

Les procédures d'étalonnage qui ont été mises en œuvre dans les parties précédentes ont permis de déterminer la sensibilité des écrans aux protons, aux élec-

trons/photons et aux particules α . Les sensibilités, qui représentent l'efficacité de luminescence d'un écran, sont synthétisées dans le tableau 2.11 avec leur barres d'erreurs. Notons qu'elles ont toutes été mesurées lors d'une même campagne expérimentale de trois jours dans l'aire expérimentale de l'accélérateur AIFIRA. Il n'y a donc pas de biais lié à une modification des caractéristiques du scanner ou de variation de température entre plusieurs campagnes d'expériences.

	$\alpha_{e\gamma}$ (10^{-4} PSL/keV)	α_p (10^{-4} PSL/keV)	α_{He} (10^{-4} PSL/keV)
SR	$3,33 \pm 0,80$	$2,02 \pm 0,07$	$0,21 \pm 0,04$
MS	$6,95 \pm 1,60$	$3,63 \pm 0,17$	$0,35 \pm 0,07$
TR	$4,85 \pm 1,35$	$2,47 \pm 0,07$	$0,41 \pm 0,08$

Tableau 2.11 – Comparaison des sensibilités α (en PSL/keV) des trois types d'écrans aux différents types de particules.

On observe des variations assez importantes de la sensibilité des écrans lorsque l'on passe des électrons/photons aux particules α . De manière assez générale, la sensibilité baisse d'un facteur proche de 2 entre électrons/photons et protons. Elle est globalement dix fois plus faible quand on compare la sensibilité aux protons à celle aux particules α . Comme mentionné par Freeman et al., on voit clairement que la réponse des écrans ne dépend pas seulement de l'énergie déposée dans la couche sensible mais également de la nature de la particule [Fre11].

Il est connu que dans les scintillateurs organiques, le taux de photons de scintillation dépend de la nature de la particule incidente. Ce taux est généralement réduit lorsque le pouvoir d'arrêt de la particule incidente augmente (effet de *quenching*). En effet il y a une saturation dans la réponse du matériau scintillant lorsque le taux d'ionisation par unité de longueur est trop important. Notre étude montre clairement un effet de *quenching* : la sensibilité de l'écran en termes de PSL créés par unité d'énergie déposée baisse lorsque le pouvoir d'arrêt des particules incidentes augmente. Dans les scintillateurs organiques, l'effet de *quenching* est décrit par une loi empirique établie par Birks [Bir51, Bir64] :

$$\frac{dR}{dl}(E) = \frac{\alpha \left| \frac{dE}{dl} \right|}{1 + kB \left| \frac{dE}{dl} \right|} \quad (2.21)$$

où dl est un élément infinitésimal de la trajectoire de la particule.

La loi de Birks fait intervenir une densité B de molécules endommagées temporairement lors du passage de la particule ionisante et une fraction k de ces

molécules qui ne conduira plus à de la luminescence. Les grandeurs k et B sont traitées comme un seul paramètre, kB , qui est ajusté sur les données expérimentales et dépend du scintillateur et de la particule incidente considérés [Cra70].

Le fonctionnement des écrans photostimulables est comparable à celui des scintillateurs sauf que la luminescence est stimulée lors de la lecture par le scanner au lieu d'être spontanée. On pourrait imaginer développer une loi de Birks appliquée à la fonction de réponse des écrans photostimulables. En tenant compte de l'absorption des photons du scanner et des photons de luminescence dans la couche sensible de l'écran, on pourrait considérer une généralisation de la loi de Birks sous la forme :

$$R(E) = \sum_i \alpha \int_{C_i} \frac{\left| \frac{dE}{dl} \right|}{1 + kB \left| \frac{dE}{dl} \right|} \exp\left(-\frac{z}{L}\right) dl \quad (2.22)$$

où C_i est le chemin suivi par la particule i (primaire ou secondaire) dans la zone sensible. Cette fois-ci les paramètres α , L et kB ne dépendraient plus de la nature de particule incidente. Une telle étude n'a pas encore été menée à ce jour. Une validation de cette dernière relation et la détermination des trois paramètres sous-jacents permettraient de généraliser notre étude de la réponse des écrans à tous les types de particules ionisantes (y compris les ions lourds).

6 Procédure d'étalonnage des écrans photostimulables

Bien que les résultats précédents soient une synthèse des données accumulées lors d'une seule campagne de mesure, de précédentes séances de mesures ont été réalisées pour mener à bien ce travail. Des variations des fonctions de réponse allant jusqu'à 20% ont été observées entre plusieurs campagnes d'expériences pour un même scanner, un même type d'écran et pour des sources radioactives équivalentes. Ces variations peuvent avoir plusieurs origines : variation du gain du photomultiplicateur du scanner suite à un déplacement de celui-ci, changement des conditions expérimentales telles que la température ou la luminosité de la salle d'expérience (effet sur le *fading*)... Pour ces raisons il est nécessaire de refaire un étalonnage lors de chaque nouvelle campagne de mesures si l'on souhaite être quantitatif.

Pour réaliser cet étalonnage une procédure est présentée ci-dessous. Elle fait usage d'une source radioactive de ^{60}Co de support de type A délivrée par le

LEA-CERCA. Le dépôt radioactif de ces sources, d'un diamètre de 3 mm, est scellé à chaud entre deux feuilles de plastique mince (masse surfacique totale de 28 mg/cm²). L'ensemble est maintenu dans un anneau en plastique de diamètre intérieur de 15 mm et de 3 mm d'épaisseur. Cet anneau est biseauté d'un côté : le dépôt est décentré d'un demi millimètre par rapport à l'épaisseur médiane de l'anneau. La procédure d'étalonnage propose, dans un premier temps, de mesurer la fonction de *fading*, puis de réaliser des irradiations pour un certain nombre de configurations pour lesquelles des calculs de référence de dépôt d'énergie effective existent. La comparaison des mesures aux calculs permet d'étudier la sensibilité aux électrons et aux photons. Cette sensibilité peut être généralisée ensuite aux protons et particules α . Des abaques permettent enfin de reconstruire les fonctions de réponse pour ces particules.

6.1 Mesure de la fonction de *fading*

La mesure se fait en trois étapes :

- **Mesure des $\chi(\tau, t_l)$ à $\tau = \text{constante}$.** Une série d'irradiations est réalisée en posant la source directement au contact de l'écran. Les irradiations sont chronométrées, le début de l'irradiation est à $t_0=0$, la fin de l'irradiation à $t=\tau$ et la lecture à t_l . Pour chaque irradiation, la durée d'irradiation, τ , est la même (par exemple 2 minutes mais ce temps peut être modulé compte tenu de l'activité de la source) et la lecture est effectuée à des instants t_l différents. Le nombre d'irradiations et les temps d'attente minimum et maximum dépendent de la précision recherchée sur la fonction de *fading*.
- **Ajustement des données $\chi(\tau, t_l)$ par une somme d'exponentielles.**

$$\chi(\tau, t_l) = \sum_{i=1}^{i=n} A_i(\tau) \exp(-t_l/\beta_i) \quad (2.23)$$

Le nombre d'exponentielles n dépend de la précision souhaitée sur la fonction de *fading*. L'ajustement des données donne les coefficients $A_i(\tau)$ et β_i . Deux exponentielles paraissent suffisantes pour des temps d'attente allant de quelques minutes à quelques heures.

- **Détermination de la fonction de *fading*, $f(t)$:**

$$f(t) = \sum_{i=1}^{i=n} B_i \exp(-t/\beta_i) \quad (2.24)$$

par le calcul des coefficients B_i :

$$B_i = \frac{A_i(\tau)}{K\beta_i} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{\tau}{\beta_i}\right) - 1\right)} \quad (2.25)$$

avec la valeur de K extraite de la condition de normalisation $f(0) = 1$, donnée par :

$$K = \sum_{j=1}^{j=n} \frac{A_j}{\beta_j} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{\tau}{\beta_j}\right) - 1\right)} \quad (2.26)$$

6.2 Mesure de la fonction de réponse

La mesure se fait en six étapes :

- **Mesures avec la source de ^{60}Co dans une ou plusieurs des configurations du tableau 2.12.** La configuration sans absorbant correspond à une irradiation avec la source au contact direct de l'écran (surface $4 \times 4 \text{ cm}^2$) alors que pour les autres configurations une feuille de cuivre d'épaisseur connue est interposée entre la source et l'écran. Pour une source LEA-CERCA de type A, les mesures doivent être faites en plaçant le dépôt radioactif au plus proche de l'écran.

Configurations	Sans absorbant	Cu			
		2 μm	4 μm	6 μm	10 μm
SR	6398	5365	4455	3899	2986
MS	6860	5779	4941	4281	3369
TR	4301	3517	2909	2396	1699

Tableau 2.12 – Configurations et valeurs $\frac{E_{dep}^{eff}}{A}$ en $\text{keV}/(\text{s.kBq})$ des mesures de références avec la source de ^{60}Co d'activité A en kBq .

- **Détermination du taux de PSL par seconde, Y ,** pour chacune des mesures précédentes à partir de la fonction de *fading* et de la relation suivante :

$$Y = \frac{\chi(\tau, t_l)}{\int_0^\tau f(t_l - t) dt} \quad (2.27)$$

- **Calcul du rapport $\frac{Y}{A}$ en $\text{PSL}/(\text{s.kBq})$** pour se normaliser à une activité de référence (1 kBq) de la source.

- **Ajustement des données $\frac{Y}{A}$ en fonction de $\frac{E_{dep}^{eff}}{A}$ par une droite passant par l'origine.** Le coefficient directeur de la droite est le coefficient $\alpha_{e\gamma}$. Ce coefficient est entaché des barres d'erreurs relatives données dans la figure 2.30.
- **Calcul des sensibilités pour les autres particules** en multipliant la valeur de $\alpha_{e\gamma}$ par les rapports donnés dans le tableau 2.13.

	électron/photon	protons	particules α
SR	1	0,621±0,165	0,065±0,027
MS	1	0,534±0,151	0,051±0,022
TR	1	0,515±0,159	0,088±0,041

Tableau 2.13 – Valeurs des rapports $\frac{\alpha_{part}}{\alpha_{e\gamma}}$ pour chaque type de particule incidente sur l'écran.

- **Calcul des fonctions de réponse pour les différentes particules** en multipliant les valeurs des abaques E_{dep}^{eff} , de la figure 2.38, par les sensibilités associées.

7 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'ensemble du travail mené sur l'étalonnage des écrans photostimulables SR, MS et TR de Fuji aux protons, photons, électrons et particules α .

Des mesures ont été réalisées en protons sur un accélérateur et avec des sources radioactives pour quantifier le *fading* (recombinaison spontanée des paires électron/trou) qui conduit à une perte de signal avant la lecture des écrans. On a montré que les écrans MS ont un *fading* moins important et plus lent que les écrans SR et TR. Une méthode permettant de corriger cette perte de signal a été proposée. Elle permet une correction pour les irradiations courtes (un seul tir laser par exemple) ainsi que pour les irradiations longues (séquence de plusieurs tirs laser ou irradiation sous faisceau d'accélérateur).

Les écrans ont été modélisés à partir de simulations Geant4 et d'hypothèses simples pour permettre de calculer leur réponse dans une gamme en énergie beaucoup plus étendue que celle accessible par les mesures. Les modèles font intervenir la sensibilité α des écrans qui représente la capacité d'un film à donner de la luminescence et une longueur d'absorption linéique des photons du scanner et des photons de luminescence dans la couche sensible L.

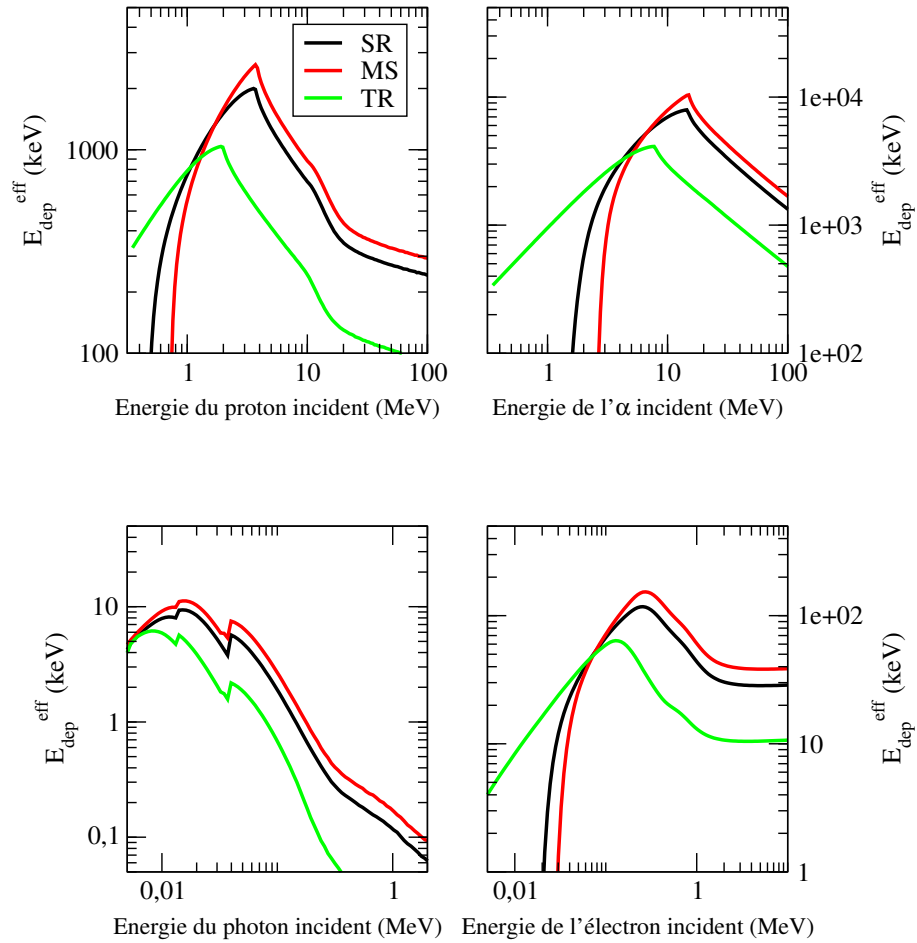


FIGURE 2.38 – Fonction de réponse de référence. Les fonctions de réponse avec le nouvel étalonnage sont obtenues en multipliant les fonction de réponse de référence par le coefficient α_{corr} .

Les valeurs de α et de L ont été déterminées en protons à l'aide de mesures sur accélérateur et en photons, électrons et particules α avec des sources radioactives. Dans tous les cas les écrans MS sont plus sensibles dès que les particules incidentes ont suffisamment d'énergie pour passer la couche de protection. Pour détecter des protons d'énergie inférieure à 600 keV ou des particules α de moins de 2 MeV, seuls les films TR peuvent être utilisés. Un effet de *quenching* a également été mis en évidence, la sensibilité étant plus faible lorsque la particule présente un fort pouvoir d'arrêt.

Ces fonctions de réponse seront utilisées dans le prochain chapitre pour déterminer des distributions en énergie absolue de particules accélérées par laser.

Effets du pré-plasma sur les caractéristiques d'une source d'électrons et de γ de haute énergie ($> \text{MeV}$)

Ce chapitre présente une expérience qui a eu pour but de caractériser et d'optimiser une source d'électrons produite lors de l'interaction d'une impulsion laser intense avec une cible de polyéthylène de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur à l'état de plasma. Cette expérience a été réalisée auprès de l'installation ELFIE du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) qui permet de coupler une pré-impulsion de chauffage destinée à produire un pré-plasma (intensité de quelques 10^{14}W/cm^2) et une impulsion accélératrice intense (intensité de quelques 10^{18}W/cm^2).

L'effet de la longueur du pré-plasma en face avant de la cible a été étudié en modifiant le délai entre l'arrivée du faisceau de chauffage et l'arrivée du faisceau intense. L'effet de la longueur du pré-plasma en face arrière de la cible a également été étudié en contraignant son expansion au moyen d'un bloc de tantale.

Ce chapitre présente le contexte et le dispositif expérimental de l'expérience ainsi que l'ensemble des diagnostics qui ont été utilisés. Un accent particulier est mis sur la caractérisation angulaire et énergétique du faisceau d'électrons basée sur l'activation nucléaire d'échantillons de cuivre et de carbone et sur un spectromètre composé d'un empilement d'écrans photostimulables. Finalement les résultats sont discutés et les effets de la taille du pré-plasma en faces avant et arrière de la cible sur les caractéristiques du faisceau d'électrons sont présentés.

1 Contexte scientifique et motivations

1.1 Effets de la longueur de pré-plasma

Le contrôle des caractéristiques des électrons accélérés par une impulsion laser intense ($10^{18} - 10^{20} \text{ W/cm}^2$) et de courte durée ($< \text{ps}$) qui interagit avec une cible solide mince est au cœur de nombreux travaux depuis une vingtaine d’années [Bas99, Mal02a, Ger08]. L’enjeu de ces travaux est de maîtriser les caractéristiques du faisceau d’électrons pour diverses applications : la production de sources pulsées intenses d’électrons [Fau06], la radiographie d’objets denses [Gli05] ou l’allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel [Key98, Puk97]. Les caractéristiques du faisceau d’électrons dépendent d’un grand nombre de paramètres, notamment des caractéristiques de l’impulsion laser (intensité, durée, énergie...) [Wil92, Beg97, Gre08] et de la cible (matériau, forme, dimensions...) mais également de la présence ou non d’un pré-plasma en face avant de la cible [Par11, Yab10, Mac10, Cai10, Pin08, Cou09].

Il est bien établi que la présence d’un pré-plasma en avant de la cible modifie considérablement les propriétés du faisceau d’électrons. Ce pré-plasma est créé par une impulsion suffisamment énergétique pour ioniser la matière atteignant la cible avant que l’impulsion laser intense n’arrive. Par exemple, l’amplification du nombre de photons issus de l’émission spontanée dans la cavité laser crée une telle impulsion, qui est appelée piédestal et dont la durée est de l’ordre de la nanoseconde (*cf.* chapitre 1). Le piédestal se superpose à l’impulsion intense et il n’est pas toujours possible de le supprimer complètement. Le pré-plasma créé par le piédestal forme alors une zone sous-dense entre le vide et la cible solide dans laquelle l’impulsion intense peut se propager.

La densité électronique du pré-plasma décroît généralement sous la forme d’une exponentielle décroissante à partir de la surface de la cible. En première approximation, à une distance x de la surface de la cible elle peut être modélisée par :

$$n(x) = n_0 \exp(-x/L) \quad (3.1)$$

où n_0 est la densité électronique de la cible au niveau de sa surface ($x=0$) et où L est la longueur du gradient de pré-plasma, soit la distance au bout de laquelle la densité électronique a été diminuée d’un facteur e . On caractérise la taille du pré-plasma par cette longueur de gradient L .

De nombreuses études expérimentales et numériques ont été réalisées pour un pré-plasma peu détendu dont la longueur de gradient L varie de 1 à 75 μm . Il a notamment été montré que lorsque la longueur de gradient est suffisamment grande,

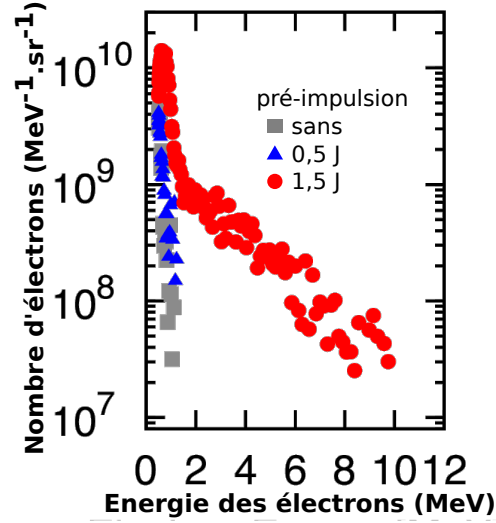


FIGURE 3.1 – Distributions en énergie des électrons mesurées par Yabuuchi et al. pour différentes énergies de pré-impulsion (d’après [Yab10]).

il apparaît une composante à haute énergie (> 1 MeV) dans le spectre du faisceau d’électrons. Cet effet a notamment été mis en évidence lors d’une expérience réalisée par Yabuuchi et al. [Yab10]. L’étude a été réalisée avec une impulsion laser principale d’une durée de 400 fs et une intensité de 2×10^{18} W/cm² focalisée sur une cible d’aluminium. Un faisceau externe d’énergie variable et de longue durée (500 ps) a été utilisé pour créer un pré-plasma. En faisant varier l’énergie contenue dans la pré-impulsion, ils ont pu modifier la forme du pré-plasma (sans pré-impulsion, pré-impulsion de 0,5 J et pré-impulsion de 1,5 J). La figure 3.1 présente les distributions en énergie des électrons mesurées. Sans pré-impulsion (carrés gris), l’énergie moyenne des électrons est de quelques dizaines de keV. Pour une pré-impulsion d’une énergie de 0,5 J (triangles bleus), la distribution en énergie des électrons se distingue peu de celle obtenue sans pré-impulsion. Par contre lorsque l’énergie de la pré-impulsion est de 1,5 J (ronds rouges), on constate l’apparition d’une population d’électrons dont l’énergie moyenne est plus élevée. Ainsi la présence d’une pré-impulsion dont l’énergie est suffisante donne naissance à une composante à haute énergie (> 1 MeV) dans le spectre du faisceau d’électrons.

Cet effet du pré-plasma sur le spectre du faisceau d’électron est confirmé par

des simulations numériques réalisées par Paradkar et al. [Par11]. Ces simulations ont été réalisées avec un code PIC¹ pour 3 faisceaux dont l'intensité est comprise entre 10^{19} et 10^{21} W/cm^2 ainsi que pour différentes longueurs de pré-plasma. La figure 3.2 présente les distributions en énergie des électrons obtenues pour des gradients de pré-plasma de $1 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$ pour une intensité de faisceau de 10^{20} W/cm^2 . Il apparaît clairement que l'énergie moyenne des électrons croît avec la longueur du gradient de pré-plasma.

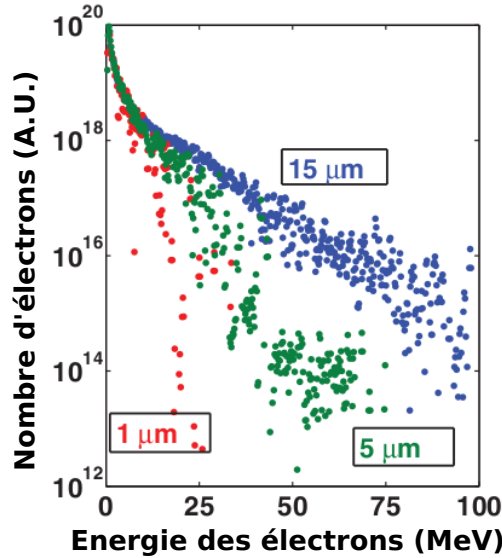


FIGURE 3.2 – Distributions en énergie des électrons calculées par Paradkar et al. pour différentes longueurs de pré-plasma (d'après [Par11]).

En 2007, un programme collaboratif a débuté entre notre groupe et l'équipe de C. Courtois et A. Compant La Fontaine du CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel autour de l'étude des propriétés des faisceaux d'électrons et de photons de hautes énergies en fonction des caractéristiques du pré-plasma.

1. Les codes PIC (*Particle-In-Cell*) calculent les trajectoires de particules chargées (gouvernées par la force de Lorentz) dans un champ électromagnétique calculé de manière auto-cohérente (à partir des équations de Maxwell).

1.2 Expérience auprès de l'installation laser Alisé

Une expérience a été réalisée en 2008 auprès du laser Alisé du CEA dans le but de caractériser les faisceaux d'électrons et de photons produits par laser [Cou09]. Cette expérience faisait intervenir deux faisceaux laser. L'un, appelé faisceau de chauffage, servait à produire le pré-plasma en face avant de la cible tandis que l'autre, appelé faisceau principal était utilisé pour accélérer les électrons. Le fait de séparer en deux étapes la production du pré-plasma et l'accélération des électrons a permis de faire varier la distribution spatiale de la densité électronique du plasma au moment de l'arrivée du faisceau principal.

Le faisceau CPA (*chirped pulse amplification*) du laser Alisé au CEA/CESTA délivrait une impulsion de 30 J sur une durée de 1 ps (FWHM) à une longueur d'onde de 1053 nm. Une fois focalisée, des intensités sur cible de l'ordre de 10^{19} W/cm² ont été atteintes. La cible était formée d'un bloc de tantale de 2 mm d'épaisseur sur lequel était déposée une feuille de 10 µm de plastique (CHO) d'une densité de 1,04 g/cm³. Le faisceau de chauffage, issu d'une partie non compressée du faisceau CPA, délivrait 15 J en 450 ps (FWHM) sur la cible. Il passait par une lame de phase aléatoire de façon à avoir une tache focale étendue (diamètre de 200 µm) et produire un pré-plasma homogène. Le gradient de pré-plasma L à l'instant de l'application de l'impulsion principale était contrôlé en ajustant le délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal. Dans certains cas, le faisceau de chauffage n'était pas utilisé, le pré-plasma était alors produit par le piédestal du faisceau principal.

Plusieurs diagnostics ont été mis en place pour caractériser tir à tir les paramètres de l'expérience :

- La longueur du gradient de pré-plasma a été mesurée par interférométrie (*cf.* paragraphe 2.3.a). Elle a varié entre 30 µm et 60 µm.
- La taille de la source de photons après conversion des électrons dans un bloc de tantale a été mesurée au moyen d'un sténopé (*cf.* paragraphe 2.3.b).
- La divergence ainsi que les caractéristiques énergétiques du faisceau d'électrons ont été extraites par activation nucléaire d'échantillons de cuivre et de carbone (*cf.* paragraphe 3).

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.3. La figure de gauche présente l'énergie moyenne des photons (la température) dont la distribution en énergie est continue. Elle est croissante sur la gamme des longueurs de gradients de pré-plasma accessibles sur Alisé ($30\text{ }\mu\text{m} < L < 60\text{ }\mu\text{m}$). Elle passe de 1,8 MeV pour $L=34\text{ }\mu\text{m}$ à 2,6 MeV pour $L=60\text{ }\mu\text{m}$. La figure de droite présente le nombre de photons de plus de 10 MeV en fonction de la longueur du

gradient de pré-plasma. Ces photons sont produits par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) des électrons dans le bloc de tantale. On constate également que le nombre de photons de plus de 10 MeV croît avec la longueur du gradient de pré-plasma. Il passe de $1,5 \times 10^9$ photons émis par stéradian pour une longueur de gradient $L=34 \mu\text{m}$ à environ $2,5 \times 10^9$ photons par stéradian pour une longueur de gradient $L=60 \mu\text{m}$. Ceci représente une augmentation du nombre de photons par stéradian de 67%.

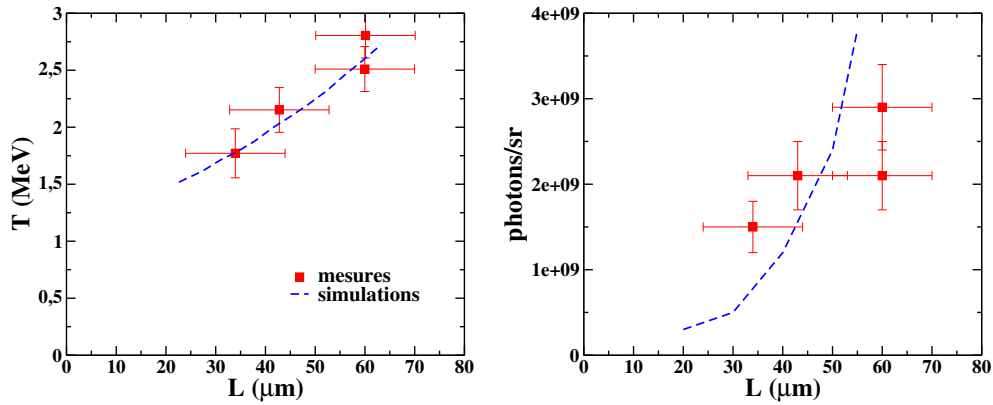


FIGURE 3.3 – Température photonique et nombre de photons de plus de 10 MeV en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma lors de l’expérience auprès du laser Alisé [Cou09].

Des simulations ont été réalisées avec le code PIC 2D Calder (*cf.* note 1) couplé au code Monte Carlo MCNP. Leurs résultats sont comparés aux données expérimentales par des lignes pointillées bleues sur la figure 3.3. Les simulations prennent en compte les caractéristiques du plasma (mesurées par interférométrie) et les caractéristiques du laser intense pour calculer les propriétés du faisceau d’électrons accélérés. Elles permettent de reproduire les données expérimentales et de les interpréter : un couplage entre l’impulsion laser et le pré-plasma conduit à des phénomènes d’autofocalisation. Ainsi, au sein du plasma, la tache focale est plus petite que celle mesurée dans le vide, l’intensité laser est alors plus grande, ce qui a pour conséquence d’augmenter la température des électrons et le nombre de photons de plus de 10 MeV.

Suite à cette première expérience sur l’installation Alisé, une deuxième expérience a été proposée auprès de l’installation ELFIE avec deux objectifs : étendre l’étude menée sur le laser Alisé pour des longueurs de gradient supérieures à $60 \mu\text{m}$ et étudier les caractéristiques du faisceau d’électrons créé au sein d’une

cible dans un état de plasma sous-critique. L'expérience sur l'installation ELFIE pour laquelle l'intensité du faisceau principal est comparable à celle de l'expérience Alisé fait l'objet de la suite de ce chapitre.

2 Dispositif expérimental de l'expérience réalisée auprès de l'installation ELFIE

La figure 3.4 présente un schéma du dispositif expérimental de l'expérience réalisée sur l'installation laser ELFIE du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI). Comme lors de l'expérience sur Alisé, deux faisceaux lasers sont focalisés, à l'intérieur d'une chambre expérimentale sous vide, sur une cible mince d'épaisseur micrométrique de polyéthylène (CH). Le premier faisceau, appelé faisceau de chauffage, permet d'ioniser la cible de CH pour produire un plasma homogène sur quelques dizaines de micromètres dans la dimension transverse à sa direction de propagation. Le deuxième faisceau de haute intensité, appelé faisceau principal, est appliqué après le faisceau de chauffage pour accélérer les électrons du plasma précédemment créé. Les deux faisceaux sont focalisés sur la face avant de la cible (*cf.* figure 3.4). Comme la formation du plasma est antérieure à l'arrivée du faisceau principal, celui-ci est appelé pré-plasma. Le délai temporel entre l'arrivée du faisceau de chauffage et l'arrivée du faisceau principal est ajustable. Il permet de modifier la forme et la longueur du pré-plasma en face avant de la cible.

Plusieurs diagnostics ont été mis en place lors de cette expérience. Leurs positions sont indiquées sur la figure 3.4. Ces diagnostics ont permis de mesurer :

- la forme et la longueur du gradient du pré-plasma par interférométrie au moyen d'un faisceau sonde;
- les caractéristiques énergétiques et angulaires du faisceau d'électrons grâce à une croix d'activation nucléaire et à un empilement d'écrans photostimulables utilisé comme spectromètre;
- la taille de la source d'électrons par un sténopé placé derrière la croix d'activation.

Dans la suite de cette partie, nous décrirons le dispositif expérimental, qui comprend les faisceaux lasers, les cibles ainsi que les différents diagnostics.

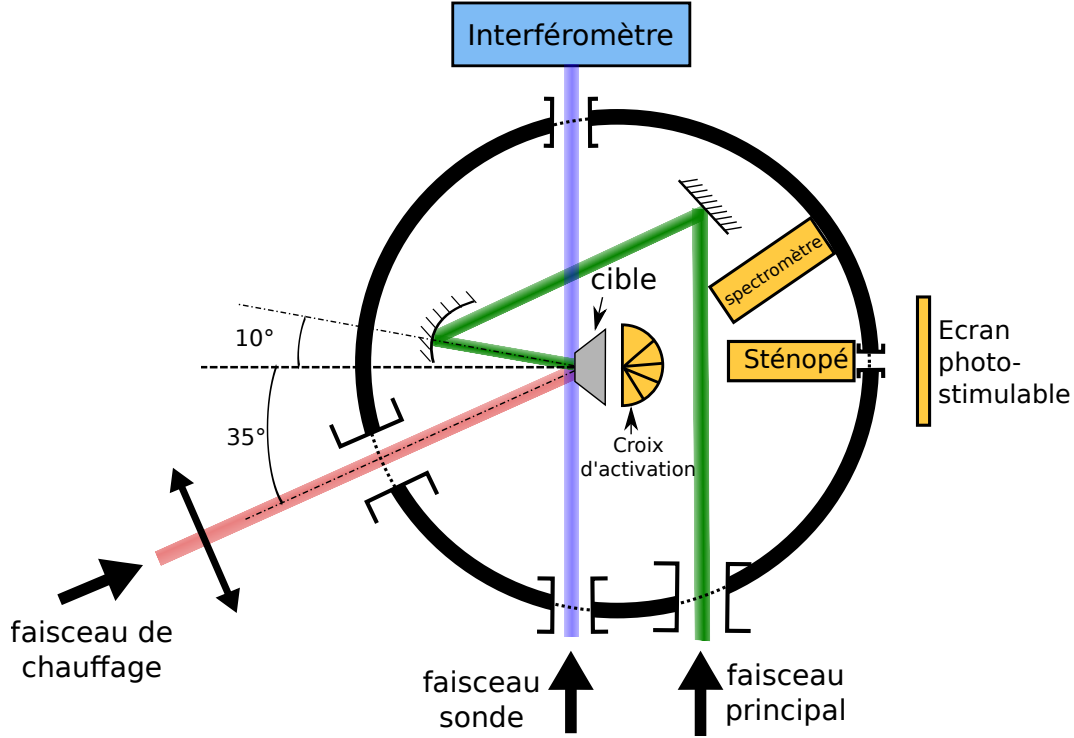


FIGURE 3.4 – Vue d'ensemble de l'expérience sur ELFIE. Les faisceaux ainsi que la position des différents diagnostics y sont présentés.

2.1 Caractéristiques des faisceaux de chauffage et principal

Lors de cette expérience trois faisceaux de l'installation ELFIE ont été utilisés [LUL13] :

- un faisceau de chauffage dont l'énergie est de l'ordre de 40 J et dont la durée d'impulsion est de 600 ps,
- un faisceau principal de durée d'impulsion courte (400 fs) et d'une énergie de 7 J,
- un faisceau sonde de durée d'impulsion courte (400 fs), d'énergie faible et doublé en fréquence.

Ces trois faisceaux sont issus d'une même chaîne laser Ti:Sa à une longueur d'onde $\lambda=1057 \text{ nm}$. Le faisceau principal est amplifié suivant la technique CPA qui permet de réduire la fluence sur les éléments optiques pendant l'amplification [Str85]. Le faisceau sonde, utilisé comme diagnostic, sera décrit plus en détails dans la partie 2.3.a.

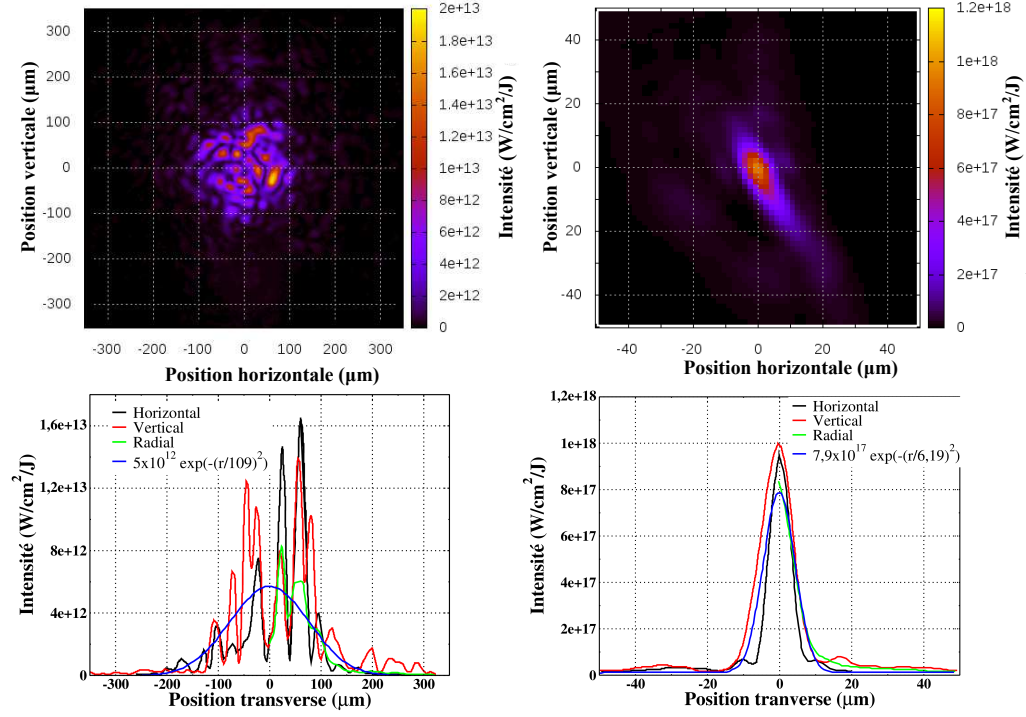


FIGURE 3.5 – Taches focales des faisceaux de chauffage (à gauche) et principal (à droite). Profils des taches focales et ajustement de ces derniers par une fonction de type gaussienne (en bas) [Mar].

Le faisceau de chauffage est focalisé par une lentille de focale $F=1100$ mm, de diamètre $D=100$ mm, placée à l'extérieur de l'enceinte à vide. Il a un angle d'incidence de 35° par rapport à la normale à la cible (*cf.* figure 3.4). Une lame de phase aléatoire (Random Phase Plate) est placée sur le trajet du faisceau laser, en amont de la lentille, de manière à répartir spatialement l'énergie du faisceau et à obtenir une tache focale de grand diamètre. La partie gauche de la figure 3.5 présente la tache focale du faisceau de chauffage, imagée par une lentille sur une caméra CCD. Elle présente de fortes inhomogénéités. Cependant nous verrons par la suite, dans la partie 2.3.a, que ceci ne nuit pas à l'homogénéité transverse du plasma sur quelques dizaines de micromètres. La partie basse de la figure 3.5 présente différents profils de l'image de la tache focale : un profil horizontal, un profil vertical et un profil radial qui est une moyenne sur plusieurs profils radiaux.

Un ajustement de ces profils par une fonction de type gaussienne a été réalisé, son expression analytique est donnée sur la figure. Elle permet d'estimer le diamètre de la tache focale (FWHM) à $160 \pm 20 \mu\text{m}$ ainsi que l'intensité maximale sur cible à environ $1,4$ à $1,8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Le faisceau principal est focalisé sur la face avant de la cible de CH par une parabole hors-axe de 300 mm de focale. Son angle d'incidence sur la cible est de 10° par rapport à la normale à la cible (*cf.* figure 3.4). La tache focale du faisceau principal a été imagée à 10 Hz avec un système d'objectif de microscope ($\times 25$), un tube de 16 cm et une caméra CCD placés à l'intérieur de l'enceinte à vide. La figure 3.5 (en haut à droite) présente une image de la tache focale. Les profils horizontal, vertical et radial de l'image de la tache focale sont présentés sur la partie basse de la figure 3.5. Son diamètre (FWHM), estimé à partir d'un ajustement des profils par une fonction de type gaussienne est de $10,3 \mu\text{m}$. L'intensité maximale sur cible est d'environ 7 à $8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Cette intensité est comparable à celle de l'expérience Alisé et les résultats expérimentaux de ces deux expériences peuvent donc être comparés. Notons cependant que cette intensité calculée peut différer de l'intensité réellement obtenue sur cible lors d'un tir car elle inclut les défauts liés à l'imagerie d'une part et elle ne prend pas en compte l'effet du plasma sur la tache focale d'autre part.

Les deux faisceaux sont synchronisés en temps. Pour cela, ils sont focalisés au centre de la chambre puis dirigés, par le même chemin optique, vers une caméra à balayage de fente. Cette dernière permet de visualiser les traces temporelles des deux faisceaux simultanément. La longueur du trajet optique de chaque faisceau en amont du centre chambre est ensuite ajustée de façon à ce que les maxima en temps des deux impulsions coïncident. Par convention, on considère dans ce cas que le délai entre les deux faisceaux est nul : $\Delta t = 0$. Par la suite, le délai entre les faisceaux a été modifié en faisant varier la longueur du trajet optique du faisceau de chauffage. Au cours de l'expérience, des tirs lasers ont été réalisés pour des délais entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal de 0 ns, 0,5 ns, 1 ns, 2 ns, 3 ns et 4 ns.

2.2 Description des cibles

Les cibles utilisées lors de l'expérience ont été usinées au centre CEA de Valduc, leur schéma est présenté sur la figure 3.6. Elles se composent d'une feuille de CH de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'un bloc de tantale dont le rôle est de convertir les électrons accélérés dans la cible de CH en photons par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*). Le faisceau de chauffage et le faisceau principal sont tous les

deux focalisés à la surface de la feuille de CH.

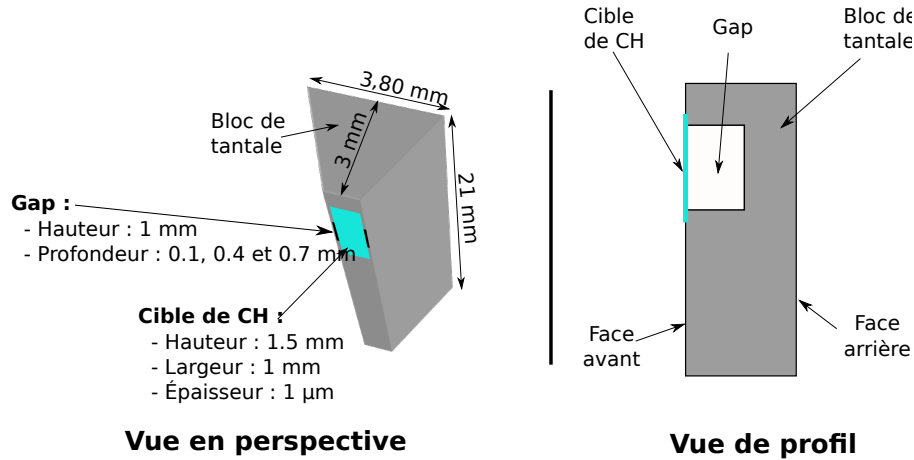


FIGURE 3.6 – Schéma des cibles utilisées lors de l'expérience. Une feuille de 1 µm de CH est déposée sur un bloc de tantale de 3 mm d'épaisseur. Pour certaines cibles, une rainure (appelée *gap* dans la suite du texte) de 100, 400 ou 700 µm de profondeur est usinée dans le tantale derrière le CH.

Deux types de cibles sont utilisées lors de cette expérience. Les cibles du premier type sont constituées d'une feuille de CH déposée directement au contact du tantale. Ces cibles permettent de réaliser des tirs dans la continuité de l'expérience sur Alisé. Le plasma formé est libre de se détendre en face avant de la cible. Par contre, le bloc de tantale empêche son expansion en face arrière. Le deuxième type de cible a été dimensionné de façon à ce que le plasma puisse se détendre librement aussi bien en face avant qu'en face arrière. Une rainure a été usinée à cet effet dans le bloc de tantale derrière la feuille de CH. La rainure sera appelée *gap* dans la suite du texte. Des cibles avec des gaps d'une profondeur de 100, 400 et 700 µm ont été utilisées.

Des simulations hydrodynamiques ont été réalisées pour choisir l'épaisseur de la cible de CH. L'objectif était d'avoir une cible de plasma pouvant passer d'un état surcritique à un état sous-critique (et détendu) sur des échelles de temps de détente de quelques nanosecondes. Ces simulations, réalisées par A. Com-pant La Fontaine du CEA/DIF avec le code CHIVAS, permettent de calculer la densité électronique du plasma produit lors de l'interaction d'un laser sur une cible de CH [CLF]. Un faisceau laser ayant une intensité de 10^{14} W/cm², une durée de 0,5 ns, une énergie de 50 J et un diamètre de 250 µm a été considéré

dans les simulations. La cible de CH, d'une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ a été positionnée à la position x comprise entre $-1 \mu\text{m}$ et $0 \mu\text{m}$.

La figure 3.7 présente la densité électronique calculée en fonction de la distance à la cible à différents instants après l'arrivée de l'impulsion laser de chauffage (0, 25 ns, 0, 5 ns, 1 ns et 2 ns). Les simulations montrent qu'à la surface de la cible ($x=0$) la densité électronique diminue avec le délai. On observe également le recul de la cible de CH vers l'arrière. La densité critique du plasma pour un tel faisceau est de 10^{21} cm^{-3} , cette valeur est représentée par une ligne horizontale sur la figure 3.7. L'intérêt d'une cible de $1 \mu\text{m}$ est que l'impulsion principale peut interagir soit dans un plasma surcritique, soit dans un plasma sous-critique selon son instant d'arrivée. Ainsi, on voit que pour un délai de 0, 25 ns, le faisceau principal interagit dans un plasma surcritique, tandis que pour un délai de 0, 5 ns, il rencontre d'abord une zone du plasma sous-critique avant d'interagir dans une région du plasma surcritique au bout de quelques microns. Pour des délais de 1 et de 2 ns, le faisceau principal interagit dans un plasma sous-critique de plus en plus détendu. Pour un délai de 2 ns, le pré-plasma s'étend sur près de 2 mm et a un profil qui s'apparente d'avantage à celui que l'on pourrait obtenir avec une cible constituée d'un jet de gaz. Soulignons que ces simulations ne prennent pas en compte le bloc de tantale qui se trouve derrière la cible de CH et dont la densité électronique est celle du solide.

Le bloc de tantale est à section trapézoïdale, il mesure 21 mm de hauteur et 3 mm d'épaisseur. Cette géométrie permet d'avoir une face avant la moins large possible, tout en ayant une face arrière la plus large possible. L'alignement de la face avant de la cible, peu large, avec le faisceau sonde (*cf.* paragraphe 2.3.a) est alors facilité et il est possible de sonder le pré-plasma au plus proche de la cible, sans effet d'ombre et sans phénomène de diffraction du faisceau sonde. Grâce à la large face arrière, les électrons qui sont accélérés dans le plasma de CH avec un angle important (40°) par rapport à la normale à la cible, traversent une épaisseur de tantale suffisante pour être convertis.

2.3 Diagnostics utilisés

Durant l'expérience plusieurs diagnostics ont été mis en place pour mesurer, tir à tir, les paramètres du plasma et des faisceaux de particules produits (électrons et γ). Ces diagnostics sont présentés dans cette partie.

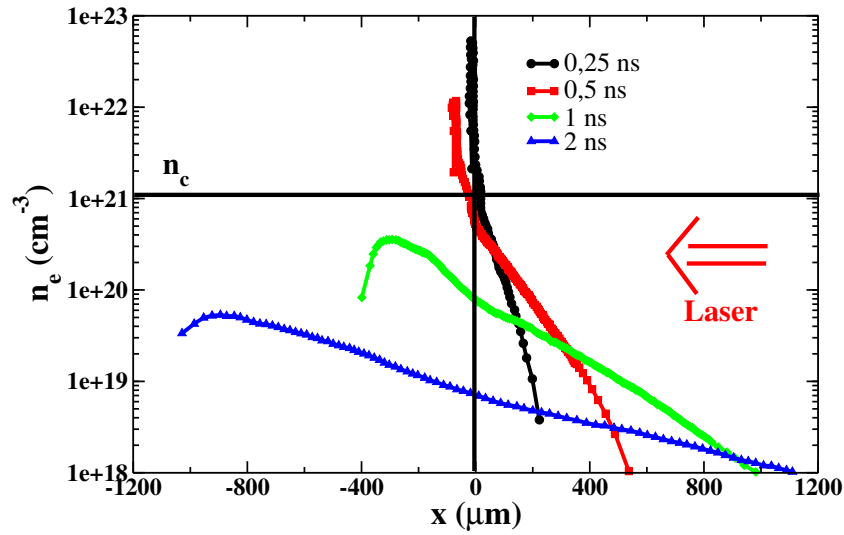


FIGURE 3.7 – Densité électronique du plasma formé par le faisceau de chauffage en fonction de la distance à la cible dont la face avant se trouve à la position $x=0$. La cible est une feuille de CH de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur, placée seule, dans le vide. La densité électronique est tracée à différents instants compris entre 0,25 et 2 ns après l'arrivée du faisceau de chauffage.

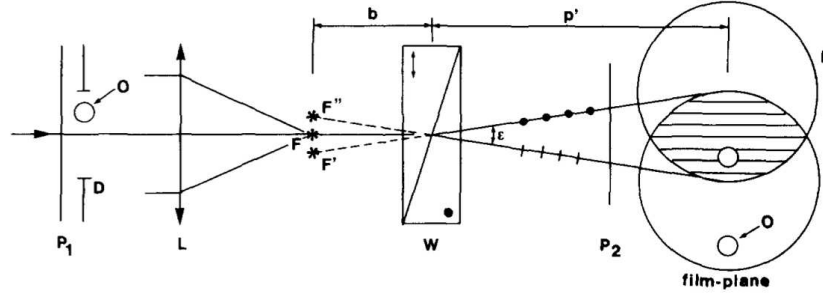


FIGURE 3.8 – Principe de l'interférométrie d'après Benattar et al. [Ben79]. Le faisceau polarisé linéairement traverse le plasma qui modifie sa phase. Il passe ensuite par le biprisme de Wollaston puis par un second polariseur. En sortie, les deux faisceaux ont la même polarisation et la même intensité. Leur recouvrement donne lieu à une figure d'interférences qui est imagée par une caméra CCD.

2.3.a Interférométrie Nomarski

Pour cette expérience, la longueur du gradient de pré-plasma (*cf.* relation 3.1) est un paramètre clé. Celle-ci est déduite de la mesure de la densité électronique du plasma réalisée pour chaque tir, par interférométrie, au moyen d'un faisceau sonde. Comme indiqué sur la figure 3.4, le faisceau sonde se propage parallèlement à la face avant de la cible et permet de l'imager *via* un système de lentilles. Il est ensuite analysé à l'aide d'un interféromètre Nomarski. Prélevé sur le faisceau principal, il a une durée d'impulsion de 400 fs. Il est doublé en fréquence ($\lambda = 528,5 \text{ nm}$) pour sonder des plasmas plus denses. La densité critique du plasma à cette longueur d'onde est alors $n_c = 3,58 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Le doublage de fréquence permet également d'augmenter le contraste de l'image en s'affranchissant, à l'aide d'un filtre interférentiel, des photons diffusés qui proviennent des faisceaux de chauffage et principal. Le trajet optique du faisceau sonde est réglé, de façon à ce que ce faisceau arrive 10 ps après le faisceau principal sur la cible.

Le principe de la mesure par interférométrie repose sur le fait que l'indice optique du plasma varie avec sa densité électronique. Comme l'indice optique est directement relié à la vitesse de propagation de l'onde lumineuse, le faisceau sonde subi un déphasage différent selon qu'il traverse ou non une zone du plasma dans laquelle la densité électronique est importante. L'information sur la densité électronique du plasma est donc contenue dans la phase c'est-à-dire dans la déformation du front d'onde de l'onde lumineuse du faisceau sonde après que celui-ci ait traversé le plasma.

Pour extraire l'information sur la phase, un interféromètre Nomarski a été utilisé [Ben79]. Son principe est illustré sur la figure 3.8. Il se compose de deux polariseurs P_1 et P_2 , d'une lentille L ainsi que d'un bi-prisme de Wollaston W . Le premier polariseur P_1 (figure 3.8) permet de polariser linéairement le faisceau sonde. Celui-ci traverse ensuite le plasma en expansion représenté par la cible O sur le schéma (plan de phase déformé seulement au voisinage de O mais pas en dehors). Il traverse ensuite le bi-prisme de Wollaston qui présente deux indices de réfraction différents pour des directions de polarisation orthogonales (axes neutres). Le bi-prisme de Wollaston est placé de façon à avoir les deux axes neutres à 45° de la polarisation du faisceau incident. Il sépare donc spatialement avec un angle ε le faisceau initial en deux faisceaux de même intensité et de polarisations orthogonales. Les deux faisceaux traversent alors le second polariseur, P_2 , dont l'axe est aligné parallèlement à celui de P_1 . Ils en ressortent avec une polarisation commune, la même intensité et se recouvrent en une région de l'espace notée D sur la figure 3.8. Ce recouvrement entre une partie du faisceau qui a traversé une région proche de O (phase perturbée) et une partie du faisceau qui a traversé une région éloignée de O (phase non perturbée) donne lieu à une figure d'interférence imagée par une caméra CCD de 16 bits. La distance inter-frange dépend de la densité électronique du plasma, de la focale de la lentille L ainsi que des distances entre la lentille, le prisme et la caméra.

La figure 3.9 présente une image typique d'interférométrie avant et après que le tir laser ait eu lieu sur une cible avec un gap de $400\ \mu\text{m}$ et pour un délai de $0,5\ \text{ns}$. Avant le tir, les interférences sont dues aux différences de trajets optiques entre les deux faisceaux, les franges sont verticales. On distingue le bloc de tantale à droite de l'image et la cible de CH au travers desquels le faisceau sonde ne peut pas passer (zones sombres). On distingue également le gap de $400\ \mu\text{m}$ entre les deux. Après le tir, les franges d'interférences sont déformées par le pré-plasma en expansion. On observe un canal tracé par le faisceau principal dans le plasma. La zone sombre au milieu de l'image est une zone pour laquelle les photons du faisceau sonde sont soit réfléchis, soit suffisamment réfractés dans le pré-plasma pour ne plus être collectés par le système d'imagerie.

Le calcul des densités électroniques à partir des images d'interférence a été réalisé par J.R. Marquès du LULI avec le code "Fringes" par une analyse en ondelette et une inversion d'Abel [Giz94]. La figure 3.10 présente différents profils de densités électroniques calculés à partir de l'image d'interférométrie de la figure 3.9 (droite) pour le tir sur une cible avec un gap de $400\ \mu\text{m}$ et un délai de $0,5\ \text{ns}$ [Mar]. Les différents profils de densité suivant l'axe d'expansion du plasma

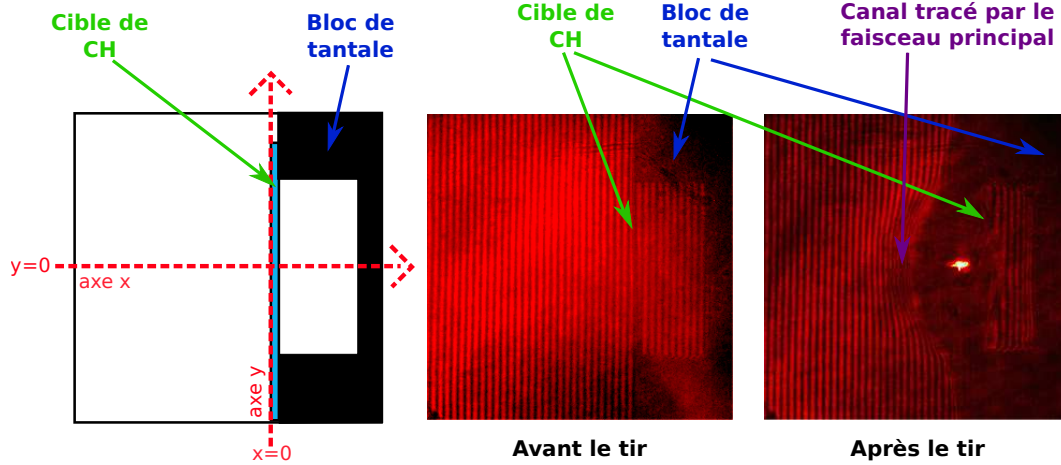


FIGURE 3.9 – Images d'interférométrie avant et après le tir sur une cible dont le gap est de $400 \mu\text{m}$. Le délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal est de $0,5 \text{ ns}$ [Mar].

(axe x , cf. figure 3.9) ont été réalisés à différentes positions de l'axe du faisceau principal (axe y , cf. figure 3.9). Les différents profils confirment qu'à une centaine de microns en amont de la cible, la densité électronique $n_e(x)$ peut être décrite par une exponentielle décroissante caractérisée par une longueur de gradient de pré-plasma L :

$$n_e(x) = n_e(x=0) \exp[+x/L] \quad (x < 0) \quad (3.2)$$

De plus la longueur de gradient est indépendante de la distance à l'axe du faisceau de chauffage dans la gamme $-300 \mu\text{m} \leq y \leq 300 \mu\text{m}$, bien que le faisceau de chauffage ait un diamètre de $160 \mu\text{m}$. Ceci permet de définir une longueur de gradient pour tout le pré-plasma et confirme que les inhomogénéités observées sur la tache focale du faisceau de chauffage n'ont pas de répercussion sur l'homogénéité transverse du plasma sur quelques dizaines de micromètres. Un ajustement des profils de la figure 3.10 indique une longueur de gradient de $94 \mu\text{m}$ pour ce tir. Les ajustements sur les différents profils ont permis d'estimer une incertitude de 10% sur la longueur du gradient pour l'ensemble des tirs. Pour l'expérience menée sur ELFIE des gradients variant entre 90 et $700 \mu\text{m}$ ont été obtenus pour des délais entre les deux faisceaux (chauffage et principal) allant de $0,5$ à 4 ns .

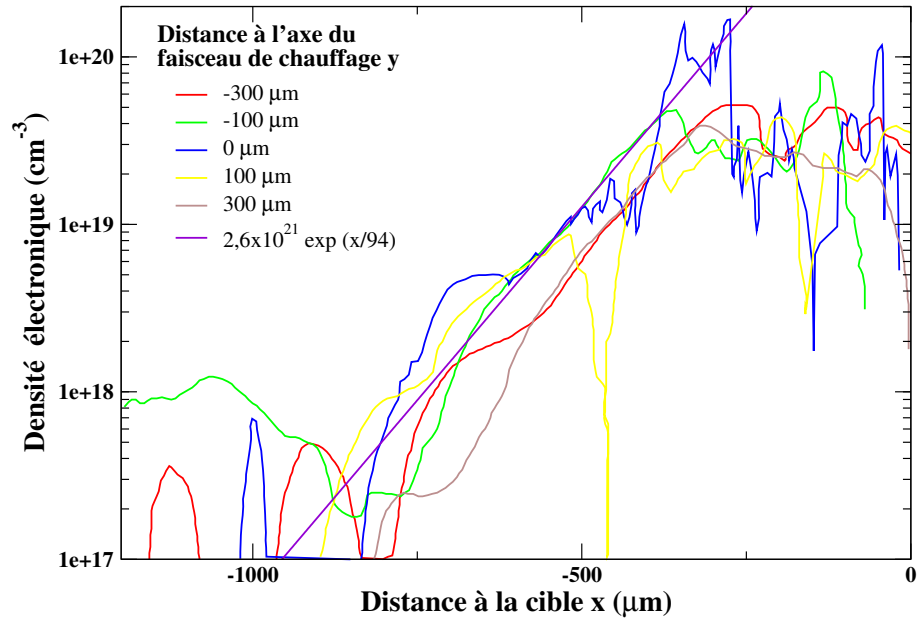


FIGURE 3.10 – Profils de densités électroniques mesurés par interférométrie lors du tir sur une cible avec un gap de 400 μm pour un délai de 0,5 ns. La cible de CH était à la position $x=0$ [Mar].

2.3.b Imagerie de pénombre : sténopé

La taille de la source de photons produite dans le convertisseur de tantale a été mesurée par imagerie de pénombre avec un sténopé. Ce dernier est placé de façon à ce que son axe soit confondu avec la normale à la cible (figure 3.4). Il se compose d'un cylindre évidé de Denal (de composition : W (92,5%) Ni (5%) Fe (2,5%)) de 8,5 cm de long. L'intérieur du cylindre est d'un diamètre constant de 4 mm dans sa première moitié puis s'évase dans la seconde moitié (voir figure 3.11). Cette seconde partie permet de définir un coin "infiniment" absorbant : il évite que les photons diffractés par les bords du sténopé ne viennent se superposer à l'image obtenue sur l'écran. La dimension de l'image, associée à l'ouverture du sténopé, dépend des dimensions du sténopé, de la distance entre la source de photons et le sténopé ($p = 187,5 \text{ mm}$) et de la distance entre le sténopé et le détecteur ($p' = 777,5 \text{ mm}$). Le détecteur est un écran photostimulable de type MS. Un écran de tantale de $230 \mu\text{m}$ d'épaisseur a été placé devant l'écran photostimulable dans le but d'améliorer la détection des photons. En effet l'écran convertit les photons incidents en électrons, principalement par diffusion Compton or comme il a été montré dans le chapitre 2, les écrans photostimulables sont plus sensibles aux électrons qu'aux photons. Ce procédé de conversion des photons en électrons dégrade cependant la résolution spatiale du détecteur du fait des diffusions dans la feuille de tantale.

Dans le cas d'une source ponctuelle (partie haute de la figure 3.11), il existe deux cas de figure. Soit le détecteur est en vision directe de la source (exemple du point A) soit il ne l'est pas (exemple du point B). L'image obtenue comporte donc deux zones, une zone "éclairée" par les photons et une zone d'ombre. La transition entre les deux zones est abrupte.

Dans le cas d'une source étendue (partie basse de la figure 3.11), il faut également considérer des points du détecteur qui ne voient pas la source dans sa totalité (point C). Ces points sont alors moins "éclairés" que ceux qui voient l'ensemble de la source. Il y a donc une zone de transition entre le centre de l'image avec un maximum de signal et le bord sans signal. La taille de la zone de transition dépend de la taille de la source de photons.

Des simulations Monte Carlo réalisées par A. Compant La Fontaine avec le code MCP4B montrent que la taille de la source de photons vue par le sténopé est proche de la taille de la source d'électrons émis dans un cône de quelques degrés d'ouverture lors de leur entrée dans le bloc de tantale [CLF07]. En effet, étant données la distance importante entre le sténopé et le bloc de tantale (187,5 mm) et la faible ouverture du sténopé (diamètre de 4 mm) seuls les photons émis dans

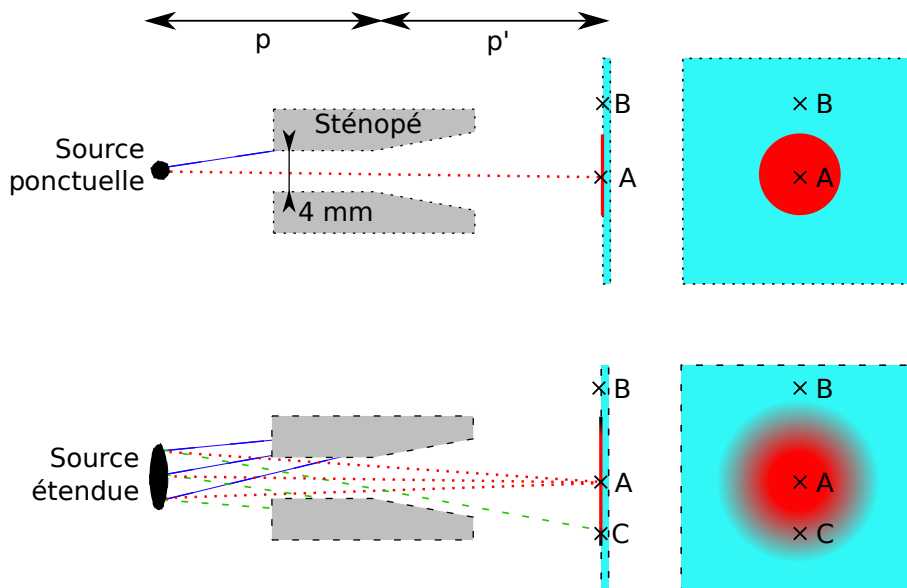


FIGURE 3.11 – Schéma de principe du sténopé.

l'axe du sténopé sont détectés. Or, la majeure partie des photons émis dans l'axe du sténopé sont produits dans les 500 premiers micromètres du bloc de tantale. Au-delà de cette distance, les électrons ont subi beaucoup de diffusions et les photons ne sont plus émis dans l'axe du sténopé, ils ne contribuent pas au signal sur l'écran.

La figure 3.12 présente une image obtenue par le sténopé lors d'un tir sur une cible avec un gap de 400 μm et pour un délai de 0,5 ns. On distingue trois zones : une zone centrale orange et uniforme, une zone périphérique violette et uniforme et entre les deux une zone de pénombre qui est diffuse. L'analyse des images de pénombre a été réalisée par C. Courtois [Cou]. La taille de la source de photons est extraite par déconvolution en faisant une hypothèse sur la forme de sa distribution spatiale [Cou, Rou03, Cou09]. Dans le cas d'une cible avec un gap 400 μm et pour un délai de 0,5 ns (figure 3.12), la taille de la source (FWHM) est de $491 \pm 71 \mu\text{m}$.

2.3.c Croix d'activation nucléaire et spectromètre

La croix d'activation nucléaire et le spectromètre ont été utilisés pour caractériser les distributions énergétique et angulaire du faisceau d'électrons. Ces deux

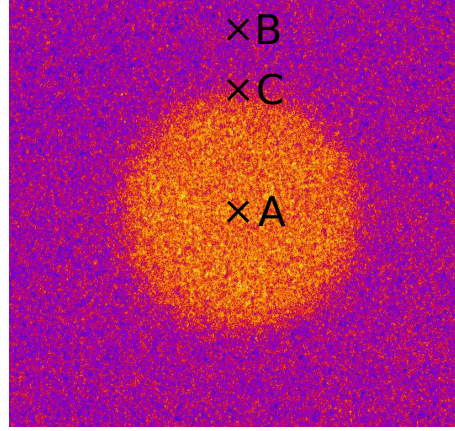


FIGURE 3.12 – Exemple d’une image obtenue sur un écran photostimulable MS au moyen du sténopé lors d’un tir sur une cible avec un gap $400 \mu\text{m}$ et pour un délai de $0,5 \text{ ns}$. On distingue une zone centrale uniforme (orange), une zone périphérique uniforme (violette) et entre les deux une zone de pénombre qui est diffuse. Après analyse, la taille de la source (FWHM) est de $491 \pm 71 \mu\text{m}$.

diagnostics sont placés à l’intérieur de la chambre d’expériences, en arrière de la cible (*cf.* figure 3.4). Ils sont sensibles aux photons de *bremsstrahlung* produits dans le convertisseur de tantale par les électrons accélérés dans la plasma de CH.

Ces deux diagnostics sont complémentaires et leur utilisation conjointe a été nécessaire pour caractériser le faisceau d’électrons sur l’ensemble des tirs. J’ai eu la charge de l’analyse de leurs données expérimentales. Cette analyse fait l’objet de la section 3 suivante.

3 Caractérisation énergétique et angulaire du faisceau d’électrons

Cette section décrit la méthode qui s’appuie sur la croix d’activation nucléaire et le spectromètre pour caractériser le faisceau d’électrons tir à tir. La démarche mise en œuvre pour l’analyse des données de ces deux diagnostics a nécessité de faire des hypothèses sur les distributions angulaires et énergétiques du faisceau d’électrons. Ces hypothèses sont d’abord présentées et discutées. La méthode pour déterminer les caractéristiques énergétiques et angulaires du faisceau d’électrons par l’activation nucléaire est ensuite présentée. Cette méthode présente cepen-

dant la limitation de ne permettre d'extraire les caractéristiques énergétiques du faisceau d'électrons que lorsque le nombre d'électrons de plus de 20 MeV est suffisant. L'analyse des données issues du spectromètre qui permet de pallier à cette limitation est présentée par la suite. Elle a permis de mesurer la température des électrons pour l'ensemble des tirs laser. Finalement, la croix d'activation et le spectromètre sont utilisés conjointement pour déterminer l'ensemble des caractéristiques angulaires et énergétiques du faisceau d'électrons pour l'ensemble des tirs lasers réalisés lors de cette expérience.

3.1 Distributions angulaire et énergétique du faisceau d'électrons

Le but de l'analyse des données des deux diagnostics est de déterminer les caractéristiques énergétique et angulaire du faisceau d'électrons qui rendent compte des observables expérimentales mesurées lors d'un tir laser. Pour cela, on s'appuie sur des simulations Geant4 qui nécessitent de faire des hypothèses sur la forme des distributions angulaire et énergétique du faisceau d'électrons. On considère que la distribution en électrons peut s'écrire sous la forme [Ger07] :

$$\frac{d^2N}{dEd\theta}(\theta, E) = 2\pi K e^{-\frac{E}{T}} e^{-\frac{(\theta-\theta_0)^2}{2\sigma_\theta^2}} \quad (3.3)$$

où θ est l'angle polaire d'émission des électrons défini par rapport à la normale à la face arrière de la cible. Le coefficient K est une constante reliée au nombre d'électrons de plus de 10 MeV émis en face arrière de la cible :

$$N_e = \int_{E=10MeV}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{d^2N}{dEd\theta}(\theta, E) dE d\theta \quad (3.4)$$

On considère que la distribution angulaire du faisceau d'électrons est de forme gaussienne. De ce fait elle est caractérisée par deux paramètres qui sont :

- θ_0 , l'angle entre la direction moyenne du faisceau et la normale à la cible;
- σ_θ , la dispersion angulaire (écart-type) du faisceau.

On considère, par ailleurs, que la composante énergétique de la distribution des électrons est décrite par une exponentielle décroissante [Puk99]. Dans ce cas, la distribution énergétique des électrons est caractérisée par deux paramètres qui sont :

- T , l'énergie moyenne du faisceau d'électrons, aussi couramment appelée la température;

— N_e , le nombre d'électrons de plus de 10 MeV émis.

De plus, on fait l'hypothèse que la température du faisceau d'électrons est indépendante de l'angle d'émission. Cette hypothèse sera rediscutée lors de l'analyse des données obtenues par activation nucléaire.

La caractérisation du faisceau d'électrons revient donc à déterminer les paramètres θ_0 , σ_θ , T et N_e .

3.2 Détermination des paramètres de la distribution par activation nucléaire

Les photons produits par le ralentissement des électrons dans le bloc de tantale placé derrière la cible peuvent induire des réactions photonucléaires du type (γ, n) dans des échantillons de matériaux judicieusement choisis. Les nombres de réactions photonucléaires produites dans ces échantillons renseignent sur les caractéristiques du faisceau d'électrons. Des échantillons de cuivre et de carbone ont donc été disposés sur un support appelé "croix d'activation nucléaire" placé à l'intérieur de la chambre d'expérience, à environ 2,5 cm en arrière de la cible. Le nombre de réactions (γ, n) dans les échantillons de carbone et de cuivre permet de déduire les caractéristiques énergétiques du faisceau d'électrons tandis que la répartition spatiale des échantillons permet d'obtenir ses caractéristiques angulaires.

3.2.a Description de la croix d'activation

La croix se compose d'une structure en aluminium sur laquelle sont disposés les échantillons de cuivre et de carbone qui sont destinés à être activés. La figure 3.13 présente une photographie de la croix avec ses échantillons en position dans la chambre expérimentale. Elle est formée de deux plans : un plan horizontal et un plan vertical. L'intersection des deux plans est confondue avec la normale à la cible passant par la tache focale du laser. Les échantillons sont disposés sur les deux plans de la croix de façon à être répartis sur la surface d'une même sphère centrée sur la cible de CH. Ils sont ainsi tous orientés vers la zone d'interaction du faisceau principal avec le plasma. Chaque échantillon est espacé de son voisin d'un angle de 12° . Cette géométrie permet d'avoir une information sur la distribution angulaire du faisceau de photons. Les échantillons sont formés de blocs parallélépipédiques de $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$ de cuivre et de carbone.

Lors de cette expérience, 12 échantillons de cuivre ont été utilisés. Cinq échantillons sont répartis sur le plan vertical et huit sur le plan horizontal. L'échantillon

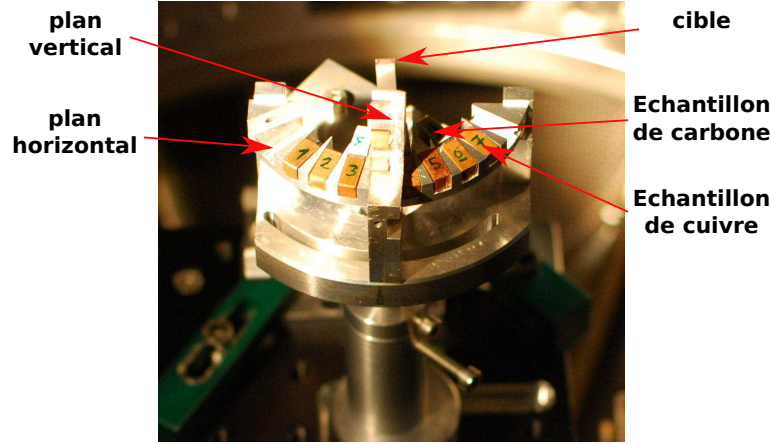
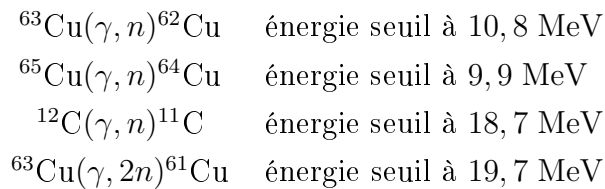


FIGURE 3.13 – Photographie de la croix d'activation en position dans l'enceinte à vide. On y distingue les échantillons et leur numéro, la cible est également visible.

central est commun aux deux plans. Les 4 échantillons de carbone sont disposés devant 4 des échantillons de cuivre. Le nombre total d'échantillons est limité à 16 par la quantité de bancs de détection disponibles.

3.2.b Réactions photonucléaires dans les échantillons de cuivre et de carbone

Les échantillons de cuivre naturel sont composés à 69,17% de l'isotope de ^{63}Cu et à 30,83% de l'isotope de ^{65}Cu . Les échantillons de carbone sont composés à 99,9% de l'isotope de ^{12}C . Les réactions photonucléaires induites par les γ sont les suivantes :



Les sections efficaces des différentes réactions sont présentées sur la figure 3.14. Les sections efficaces de réaction (γ, n) du ^{63}Cu et du ^{65}Cu présentent, respectivement, un seuil en énergie des γ de 10,8 MeV et de 9,9 MeV. Elles ont toutes les deux un maximum, de l'ordre de 80 mb, pour des photons incidents dont l'énergie est comprise entre 16 et 18 MeV. Les seuils des sections efficaces de réaction (γ, n)

du ^{12}C et de réaction $(\gamma, 2n)$ du ^{63}Cu sont plus hauts en énergie, respectivement à 18,7 MeV et 19,7 MeV. Les maxima des sections efficaces pour ces deux processus sont plus faibles, de l'ordre de 10 mbarn. Ces maxima se situent à plus haute énergie de photon incident, autour de 23 MeV pour les 2 réactions.

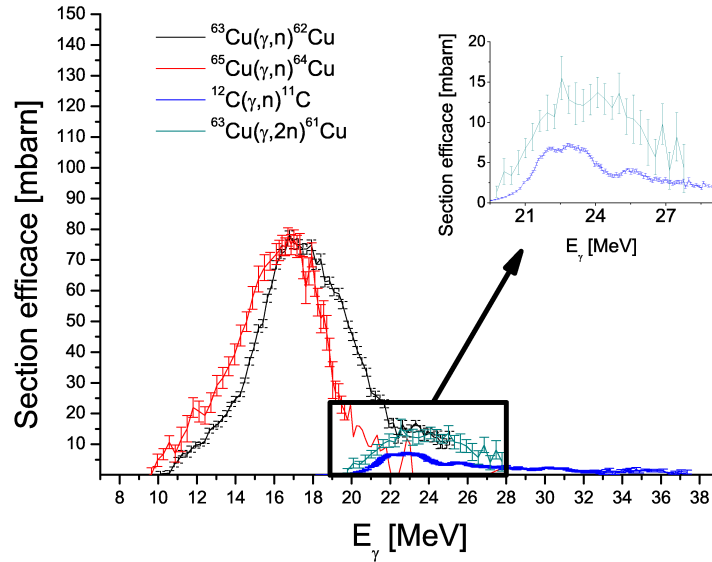


FIGURE 3.14 – Sections efficaces des réactions nucléaires induites par les γ dans les échantillons de cuivre et de carbone (figure extraite de [Pla10]).

On peut noter dès à présent que le rapport du nombre de réactions sur le ^{12}C par le nombre de réactions sur le ^{63}Cu est représentatif de la température du faisceau d'électrons. En effet, plus la température électronique est grande, plus le nombre de γ de 20 MeV est important par rapport au nombre de γ de 10 MeV et du fait des sections efficaces, plus le nombre de réactions sur le ^{12}C est important en comparaison du nombre de réactions sur le ^{63}Cu . Cet effet est illustré par la figure 3.15 qui présente l'évolution du rapport du nombre de radioisotopes formés de ^{11}C et de ^{62}Cu en fonction de la température du faisceau d'électrons. Les données sont issues de simulations avec le code Geant4 réalisée dans le travail de thèse de C. Plaisir [Pla10]. Les calculs ont été réalisés pour des épaisseurs d'échantillons de carbone et de cuivre et pour une épaisseur du bloc de tantale différentes de celles utilisées sur l'expérience ELFIE. Cependant, ils montrent que le rapport $^{11}\text{C}/^{62}\text{Cu}$ évolue de façon monotone avec la température et que par conséquent, il est possible de caractériser la température du faisceau d'électrons

par ce rapport. Par contre si la température ou si le nombre de photons de plus de 20 MeV sont trop faibles, le carbone n'est pas activé et il n'est donc pas possible de déterminer la température du faisceau.

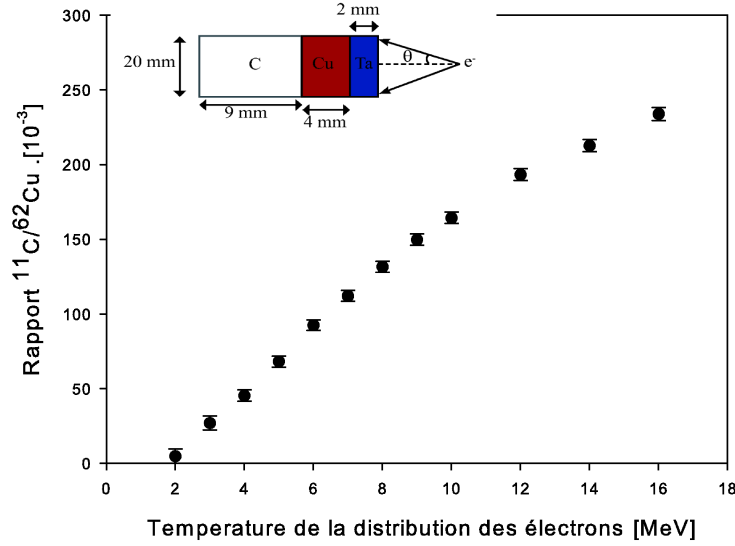


FIGURE 3.15 – Évolution du rapport du nombre de radioisotopes de ^{11}C et de ^{62}Cu produits par des réactions (γ, n) respectivement dans un échantillon de carbone et de cuivre. Un faisceau d'électrons est envoyé sur l'échantillon de tantale avec une ouverture angulaire de 40° . La distribution en énergie des électrons suit une loi en exponentielle décroissante (figure extraite de [Pla10]).

3.2.c Comptage du nombre de réactions par échantillon

Après avoir été irradiés, les échantillons sont activés (présence d'éléments radioactifs). On mesure alors le nombre de réactions photonucléaires, N_{rad} , qui ont eu lieu dans chacun des échantillons. Le principe de la mesure repose sur le fait que les noyaux de ^{62}Cu , de ^{64}Cu , de ^{61}Cu et de ^{11}C produits dans les échantillons par les réactions (γ, n) sont tous radioactifs β^+ . Ils ont des temps de demi-vie respectifs de 9,74 minutes, de 12,7 heures, de 3,33 heures et de 20,36 minutes. La radioactivité β^+ conduit à la désintégration du noyau parent en un noyau fils avec émission d'un positron et d'un neutrino électronique. Lors de son parcours dans la matière, le positron s'associe avec un électron pour former un positronium. Ce dernier s'annihile pour former deux photons de 511 keV émis dos-à-dos. La

détection des deux photons de 511 keV en coïncidence permet donc de signer une désintégration β^+ et d'effectuer un comptage du nombre de noyaux qui se sont désintégrés.

Pour réaliser la mesure, les échantillons sont retirés de l'enceinte expérimentale après un tir laser puis mis à compter sur le système NATALIE qui se compose d'un ensemble de 16 bancs de comptage en coïncidence [Tar11]. Chaque banc se compose d'un convertisseur en aluminium au centre duquel est inséré l'échantillon et de deux scintillateurs de NaI de part et d'autre du convertisseur. Le convertisseur a pour rôle d'arrêter le positron et d'ainsi limiter spatialement la taille de la source de positronium. Seuls les événements pour lesquels deux photons de 511 keV sont détectés en coïncidence donnent lieu à un comptage. Ceci permet de diminuer le bruit de fond et donc d'augmenter la sensibilité du comptage.

Le nombre de radioisotopes d'un élément donné, formés dans chaque échantillon, N_{rad} , est déduit du nombre de photons en coïncidence, ΔN_{mes} , compté entre les instants t_1 et t_2 et de la probabilité ε , de compter une désintégration. Ce nombre s'écrit sous la forme :

$$N_{rad} = \frac{\Delta N_{mes}(t_1 \leq t \leq t_2)}{\varepsilon(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (3.5)$$

où λ est la constante radioactive en s^{-1} de l'élément considéré. La probabilité ε comprend le rapport de branchement β^+ de l'isotope considéré ainsi que l'efficacité de détection en coïncidence d'une paire de photons de 511 keV.

Dans le cas de l'expérience sur ELFIE, les échantillons sont mis à compter quelques minutes après le tir laser. Ce délai est nécessaire pour extraire les échantillons de l'enceinte sous vide et pour les placer sur les bancs de comptage. La durée de la mesure après le tir est d'au moins 40 minutes. Cette durée de comptage permet de mesurer plusieurs périodes de décroissance des isotopes formés dans le cas du ^{62}Cu et du ^{11}C (respectivement ~ 4 périodes et ~ 2 périodes). Par contre le comptage du nombre d'isotopes de ^{64}Cu et de ^{61}Cu aurait nécessité des comptages de plusieurs heures étant données leurs périodes radioactives. Pour cette raison le nombre de ces radioisotopes n'a pas été mesuré. La probabilité ε dépend de la taille des scintillateurs utilisés. Avec un scintillateur $2'' \times 2''$ la probabilité de détecter la desexcitation d'un noyau de ^{62}Cu et d'un noyau de ^{11}C valent respectivement $4,46 \pm 0,02 \%$ et $6,01 \pm 0,10 \%$. Avec un scintillateur $3'' \times 3''$, ces probabilités sont de $11,19 \pm 0,05 \%$ et $14,45 \pm 0,10 \%$. Ces probabilités ont été calculées par C.Plaisir [Pla10]. On a considéré que dans les conditions de la mesure, le nombre minimal de réactions (γ, n) mesurable est de l'ordre de 500 dans un échantillon de $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$.

3.2.d Du nombre de réactions aux caractéristiques du faisceau d'électrons

La figure 3.16 présente, sous la forme d'un synoptique, la façon dont les caractéristiques du faisceau d'électrons sont extraites du nombre de réactions photonucléaires induites dans les échantillons de cuivre et de carbone. La caractérisation du faisceau est réalisée en deux temps. Dans un premier temps, la température électronique, considérée indépendante de l'angle d'émission θ , est ajustée par une technique de moindre carré, en calculant un χ^2 entre les rapports expérimentaux et calculés avec Geant4 du nombre de radioisotopes de ^{11}C sur le nombre de radioisotopes de ^{62}Cu formés lors d'un tir. Ce rapport est indépendant de l'ouverture du faisceau σ_θ et du nombre d'électrons émis N_e . Pour cette minimisation, on ne considère que les directions pour lesquelles il y avait à la fois un échantillon de cuivre et un échantillon de carbone. Dans un deuxième temps, une fois la température déterminée, une nouvelle minimisation de moindre carré est réalisée entre l'ensemble des nombres calculés et expérimentaux de radioisotopes de ^{62}Cu et de ^{11}C formés en faisant varier l'angle θ_0 , l'ouverture angulaire σ_θ et le nombre d'électrons de plus de 10 MeV. Les barres d'erreur sur les paramètres du faisceau d'électrons ont été déterminées arbitrairement en retenant toutes les configurations de paramètres pour lesquelles $\chi^2 < 2\chi_{min}^2$. Une valeur moyenne et un écart-type des paramètres θ_0 , σ_θ et N_e ont été calculés à partir de l'ensemble de ces configurations.

Le calcul du nombre de réactions photonucléaires dans chacun des 16 échantillons N_{rad} a été réalisé au moyen de simulations Geant4. La géométrie implémentée est présentée sur le schéma de la figure 3.17. La cible est modélisée par un bloc de tantale de 3 mm d'épaisseur dans lequel une échancrure a été réalisée (gap de 0, 100, 400 ou 700 μm). Les électrons sont tirés en avant du bloc de tantale, à la position du film de CH. Les échantillons de cuivre et de carbone du plan horizontal (présents sur la figure 3.17) et ceux du plan vertical (non présents sur la figure) ont été modélisés. La croix en aluminium supportant les échantillons n'a pas été prise en compte dans la géométrie.

Les différents processus électromagnétiques liés aux électrons (diffusion, ionisation et *bremsstrahlung*), et aux photons (effet photoélectrique, diffusion Compton, création de paires) ont été pris en compte. Cela permet, notamment, de tenir compte de la conversion du faisceau d'électrons en photons dans le bloc de tantale. De plus, les sections efficaces de réactions photonucléaires $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ et $^{12}\text{C}(\gamma, n)$ ont été implémentées, ce qui permet de compter le nombre de réactions photonucléaires dans les échantillons de cuivre et de carbone.

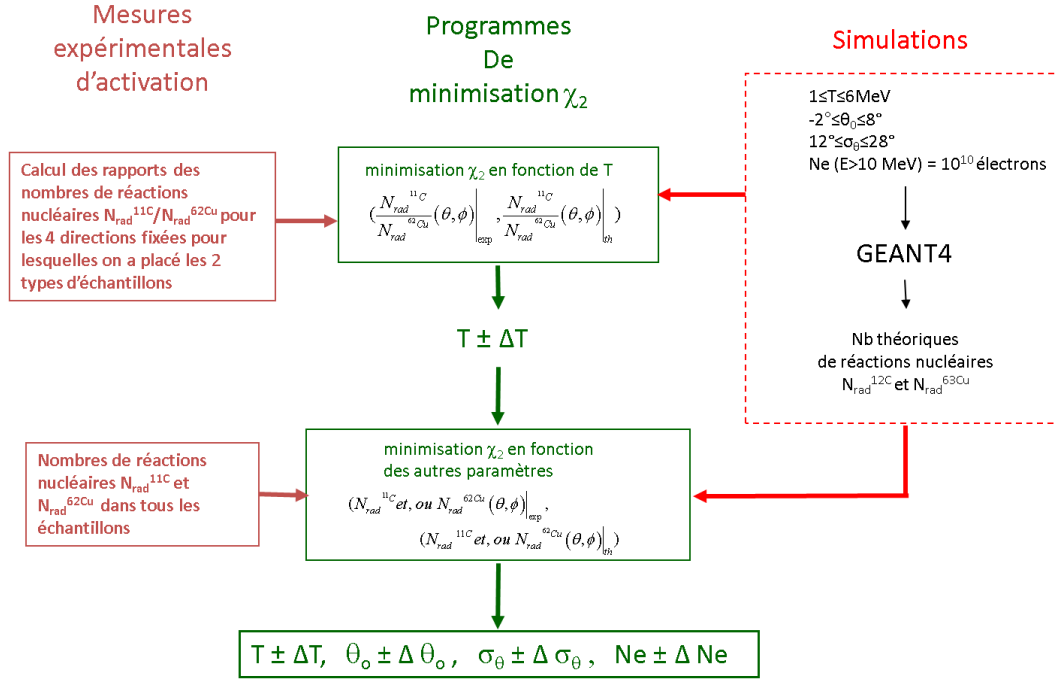


FIGURE 3.16 – Synoptique de la détermination des caractéristiques du faisceau d'électrons.

Les distributions angulaire et énergétique des électrons tirés dans la simulation suivent la loi présentées dans le paragraphe 3.1. Une quantité de 10^{10} électrons a été tirée dans une distribution angulaire de forme gaussienne et dont la distribution en énergie suit une exponentielle décroissante. Les électrons ont été tirés dans une gamme en énergie allant de 10 à 100 MeV. En effet la section efficace de réaction photonucléaire est nulle en dessous de 10 MeV et, par ailleurs, le nombre d'électrons ayant une énergie supérieure à 100 MeV est négligeable par rapport au nombre d'électrons dans la gamme 10-100 MeV pour les températures étudiées. Ainsi pour un faisceau d'électrons caractérisé par les 4 paramètres θ_0 , σ , T et N_e on peut calculer le nombre de réactions photonucléaires induites dans les différents échantillons. Les simulations ont été réalisées pour les valeurs suivantes des paramètres :

- $1 \leq T \leq 6 \text{ MeV}$ par pas de 0,2 MeV;
- $-2^\circ \leq \theta_0 \leq 8^\circ$ par pas de 2° ;
- $12^\circ \leq \sigma_\theta \leq 28^\circ$ par pas de 2° ;
- $N_e(E > 10 \text{ MeV}) = 10^{10}$ électrons.

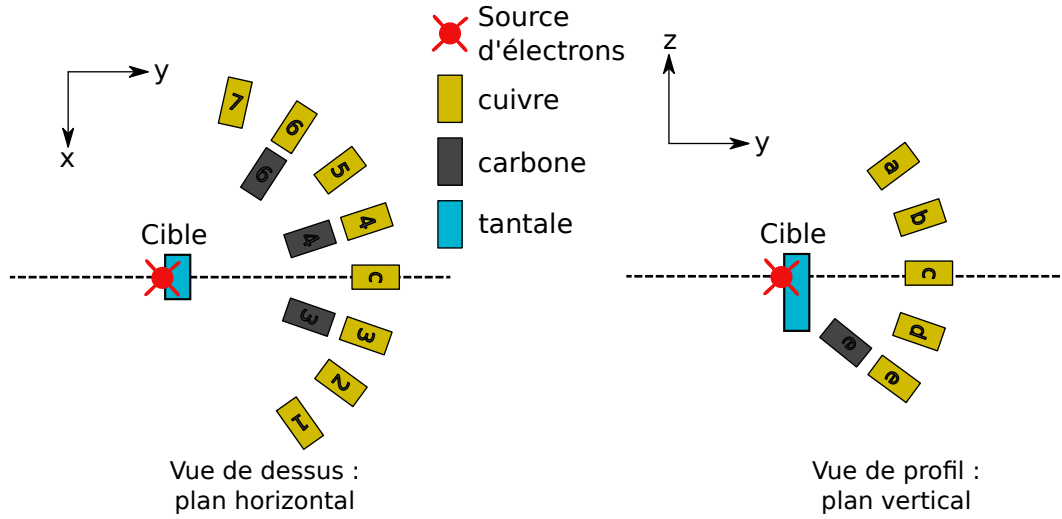


FIGURE 3.17 – Géométrie de la croix d'activation modélisée sous Geant4 pour calculer le nombre de réactions photonucléaires dans chacun des 16 échantillons de cuivre et de carbone. Le libellé de chacun des échantillons est donné à titre indicatif. Il faut noter que l'échantillon central (noté c) est commun aux deux plans.

On rappelle que la température ne peut être déterminée par cette méthode qu'à la condition que les échantillons de cuivre et de carbone aient été activés. En effet une augmentation de la température et une diminution du nombre d'électrons accélérés peut conduire à un même nombre de réactions sur les échantillons de cuivre. La température du faisceau peut donc être déterminée dans les quatre directions pour lesquelles un échantillon de carbone a été placé et activé.

À titre d'exemple, la figure 3.18, présente le nombre de radioisotopes de ^{62}Cu et de ^{11}C qui ont été produits lors du tir sur une cible avec un gap de $400\text{ }\mu\text{m}$ pour un délai de 1 ns. La partie gauche de la figure présente le nombre de réactions dans le plan horizontal de la croix et la partie droite dans le plan vertical. Les valeurs des paramètres du faisceau d'électrons qui résultent de la méthode des moindres carrés sont reportées sur la figure ainsi que les nombres de réactions dans les échantillons qui ont été calculés avec ces paramètres. On peut voir que par cette méthode, les valeurs calculées reproduisent bien les valeurs expérimentales. En particulier, on observe un accord entre les nombres expérimentaux et calculés de réactions à tous les angles pour lesquels des échantillons de cuivre et de carbone ont été placés. Cela confirme l'hypothèse selon laquelle la température électronique est indépendante de l'angle dans la gamme étudiée ($-36^\circ \leq \theta \leq 12^\circ$).

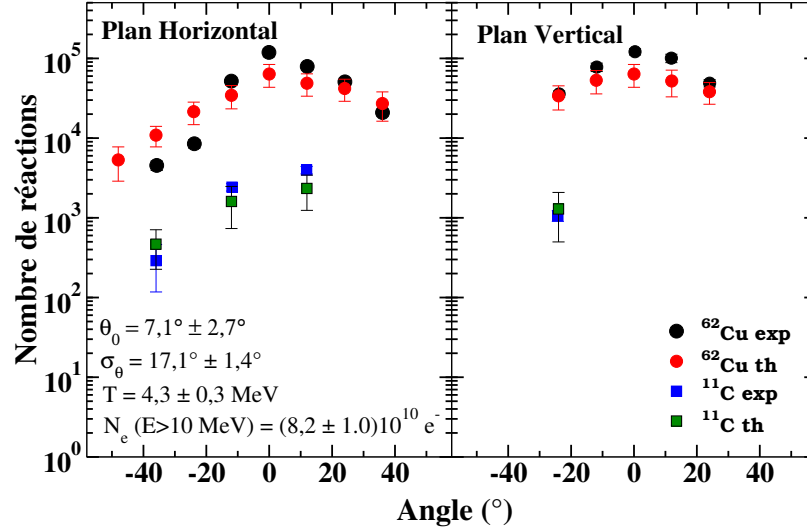


FIGURE 3.18 – Nombre de réactions photonucléaires dans les échantillons de cuivre et de carbone pour le tir sur cible avec gap de $400 \mu\text{m}$ et délai de 1 ns .

La méthode d'analyse des données de la croix d'activation présentée permet donc de déterminer les caractéristiques du faisceau d'électrons à condition de pouvoir mesurer le nombre de radioisotopes de ^{11}C formés. Cependant lors de l'expérience réalisée sur ELFIE, pour la plupart des tirs, le nombre de photons de plus de 20 MeV n'était pas suffisant pour générer plus de 500 radioisotopes de ^{11}C (limite de détection pour le système NATALIE). Dans ce cas, la température du faisceau d'électrons a dû être déterminée à l'aide du spectromètre.

3.3 Détermination de la température électronique avec un spectromètre constitué d'un empilement d'écrans photostimulables

Le spectromètre constitué d'un empilement d'écrans photostimulables est sensible aux électrons et aux photons. Il a été mis en place lors de chaque tir en complément de la croix d'activation. Il a servi à caractériser la température du faisceau d'électrons y compris lorsque le nombre d'électrons de plus de 20 MeV était insuffisant pour la croix d'activation nucléaire. Son rôle a donc été crucial pour caractériser le faisceau d'électrons sur l'ensemble des tirs.

L'analyse des données du spectromètre est très similaire à l'analyse des don-

nées de la croix d'activation. Elle repose également sur le calcul d'un moindre carré entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées du nombre de PSL par écran.

3.3.a Description du spectromètre

Le spectromètre a été dimensionné par le groupe de C. Courtois du CEA de Bruyères-le-Châtel. Une vue d'ensemble ainsi que les dimensions de chaque élément sont présentés sur le schéma de la figure 3.19. Il se compose d'un empilement de 7 écrans photostimulables de type MS entre lesquels sont intercalés des filtres de Denal ($W(92,5\%)Ni(5\%)Fe(2,5\%)$) de différentes épaisseurs (de 2 à 28 mm). L'ensemble est maintenu dans un cylindre de Denal évidé qui sert de blindage. Un disque d'aluminium de 2,5 mm d'épaisseur et un cylindre de mylar de 20 mm d'épaisseur sont placés à l'entrée de l'empilement. Un second disque d'aluminium est placé en sortie de l'empilement.

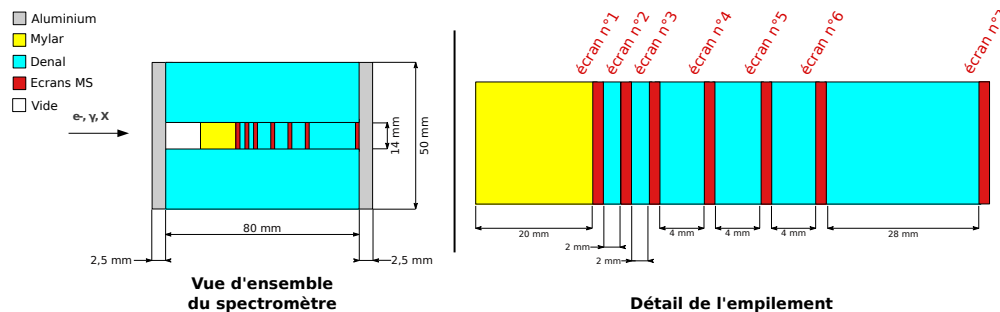


FIGURE 3.19 – Schéma du spectromètre X : vue d'ensemble comprenant le blindage à gauche et détails de l'empilement à droite.

Le principe du spectromètre repose sur le fait que plus la particule (photon ou électron) est énergétique, plus elle est pénétrante. L'évolution du signal d'un écran au suivant dépend donc de la température du faisceau d'électrons. Les particules de plus basses énergies sont rapidement arrêtées et ne laissent de signal que sur les premiers écrans tandis que les particules de plus hautes énergies traversent les différents filtres du spectromètre et irradiant les écrans les plus en profondeur. Les différents filtres de Denal permettent d'augmenter la dynamique en énergie du spectromètre en augmentant l'épaisseur de matière traversée entre chaque écran. Un autre intérêt du Denal est de convertir les photons incidents sur le spectromètre en électrons par effet photoélectrique, par diffusion compton et par

création de paires. Ceci permet d'augmenter la sensibilité du spectromètre car les écrans photostimulables sont plus sensibles aux électrons qu'aux photons (*cf.* chapitre 2).

3.3.b Mesure du nombre de PSL par écran

Les 7 écrans photostimulables de l'empilement ont été lus après chaque tir par un scanner FLA-7000. Les paramètres du scanner sont identiques à ceux utilisés dans le chapitre 2 : une résolution de $50 \mu\text{m}$, une sensibilité de 4000, une latitude de 5 et un codage sur 16 *bits*.

Le temps nécessaire pour casser le vide dans la chambre expérimentale, récupérer les écrans et les placer dans le scanner est d'une vingtaine de minutes. Durant cette période les écrans ont été conservés à l'abri de la lumière. Pour estimer la correction de *fading* à appliquer, des irradiations d'une durée de 2 minutes ont été réalisées avec une source radioactive de ^{90}Sr . Les temps d'attente avant la lecture (t_l) ont été choisis de 3 à 25 minutes. La fonction de *fading*, $f(t)$, a été calculée à partir de la procédure décrite dans le chapitre 2. Comme les mesures ont été réalisées avec des temps d'attente courts, les données expérimentales ont été ajustées par une seule exponentielle. Les coefficients de la fonction de *fading* sont $B_1=1$ (une seule exponentielle) et un temps de décroissance $\beta_1 = 189 \text{ min}$. D'après ces valeurs, la correction de *fading* à appliquer est inférieure à 10% pour des temps d'attente inférieurs à 20 minutes. Elle est donc négligée dans la suite de cette étude. Ceci n'a d'ailleurs pas d'incidence sur la détermination de la température électronique puisque celle-ci ne nécessite qu'une distribution relative en PSL.

La figure 3.20 présente les images des écrans après lecture par le scanner. Elles ont été obtenues lors d'un tir sur une cible avec un gap de $400 \mu\text{m}$ et pour un délai de 2 ns. L'écran n° 1 est placé à l'entrée du spectromètre et l'écran n° 7 est placé en sortie. L'échelle de couleur s'étend du bleu (pas de signal) au rouge. Pour déterminer la quantité de PSL par unité de surface, le signal est intégré sur 5 zones pour chaque écran. Une valeur moyenne et un écart-type de la densité surfacique de PSL sont calculés à partir de ces 5 zones.

La figure 3.21 présente la quantité de PSL par mm^2 en fonction du numéro de l'écran dans l'empilement pour chacun des tirs. Les résultats sont présentés pour chaque type de cibles (gap de $0 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, $400 \mu\text{m}$ et $700 \mu\text{m}$) et pour différents délais entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal (entre 0 ns et 4 ns). Comme attendu, pour un tir donné (à gap et délai fixé), on constate que le signal décroît avec le numéro de l'écran dans le spectromètre. On observe également que

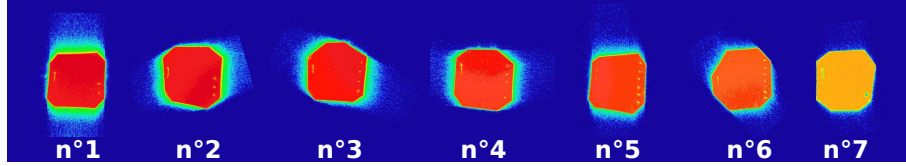


FIGURE 3.20 – Images des écrans obtenues après une irradiation pour un tir sur une cible avec un gap de 400 μm et un délai de 2 ns.

la quantité de signal pour un numéro d'écran donné dépend fortement du délai. Par exemple, pour une cible avec un gap de 400 μm , il y a une différence d'un ordre de grandeur entre la quantité de signal sur le premier écran pour un délai de 0 ns et la quantité de signal sur le premier écran pour un délai de 2 ns. On remarque également que le délai correspondant à l'optimum du signal en PSL dépend de la profondeur du gap. Il est de 0,5 ns pour une cible sans gap et d'environ 2 ns pour une cible avec un gap de 700 μm . Par contre, à première vue, il semble que pour une profondeur de gap fixée, le signal en fonction du numéro du film dépend assez faiblement du délai. Cependant un examen plus poussé montre quelques modifications de forme avec le délai entre les deux faisceaux. On constate, notamment dans le cas d'une cible sans gap, qu'il y a une différence de forme en échelle semi-logarithmique entre un délai de 0,5 ns et le délai de 2 ns. Nous verrons que ces légères modifications de forme des distributions permettent de contraindre la température des électrons.

3.3.c De la distribution en PSL mesurée à la température du faisceau d'électrons

Comme lors de l'analyse des données de la croix d'activation nucléaire, la température est extraite des données du spectromètre en minimisant un χ^2 entre les distributions relatives en PSL mesurées avec le spectromètre et calculées avec Geant4. La géométrie utilisée dans le code Geant4 pour le calcul de la réponse du spectromètre est schématisée sur la figure 3.22. Elle reprend la géométrie implémentée pour la croix d'activation : source d'électrons, bloc de tantale, échantillons de carbone et de cuivre. L'empilement d'écrans photostimulables a été positionné à un angle de 12° dans l'alignement des échantillons de cuivre et de carbone (indiqués n°4). La distance entre le centre de la chambre et le premier écran du spectromètre est de 300 mm.

Dans la simulation, les électrons sont tirés depuis la position de la cible de

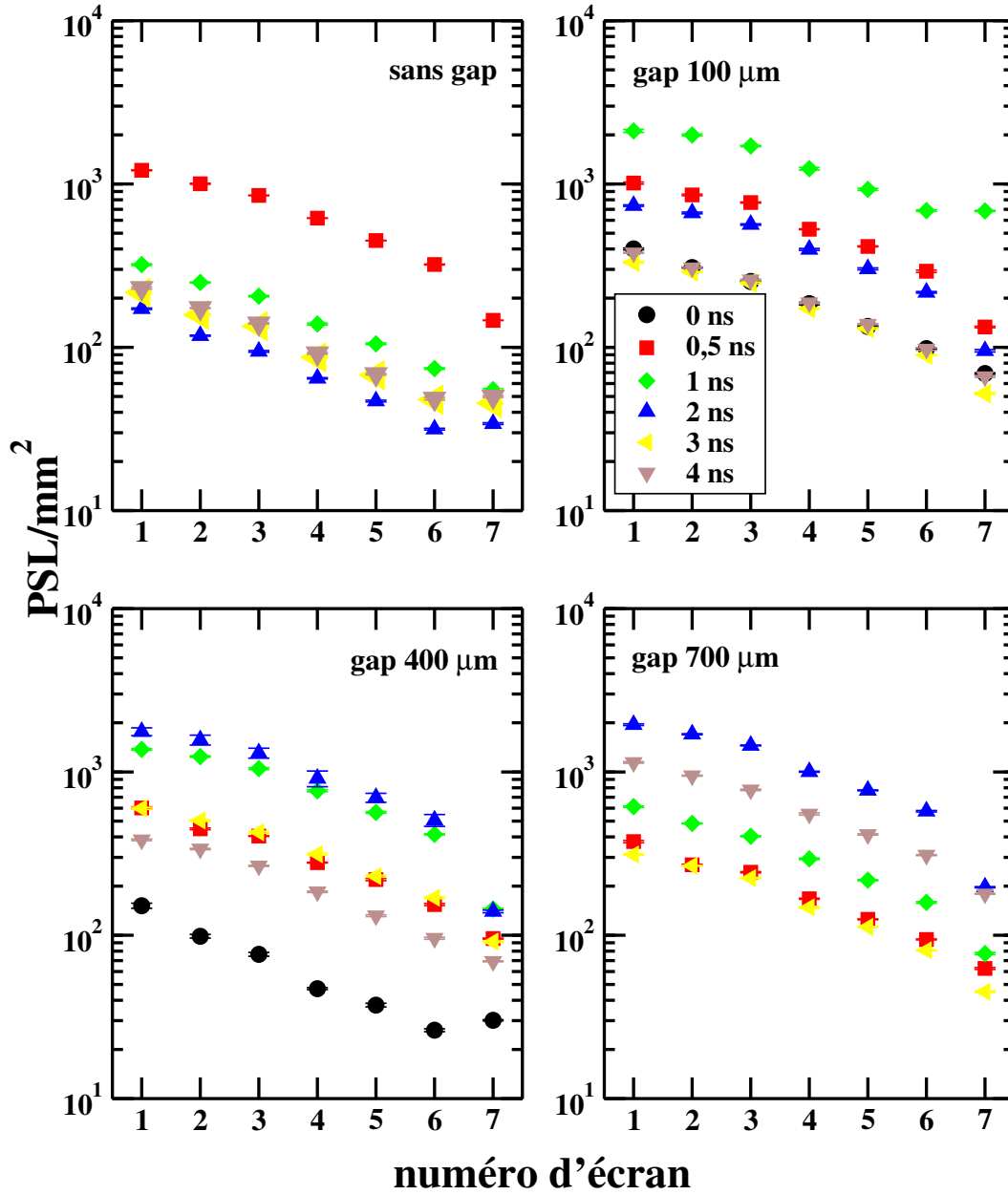


FIGURE 3.21 – Signal sur le spectromètre en fonction du numéro de l'écran pour l'ensemble des gaps et pour l'ensemble des délais.

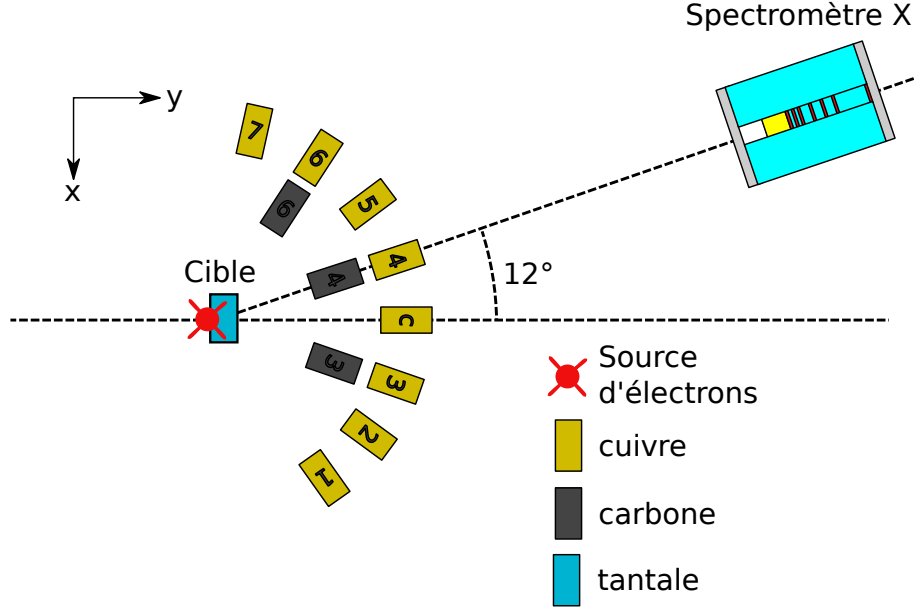


FIGURE 3.22 – Géométrie modélisée sous Geant4

CH, de façon isotrope dans un cône dont l'axe passe par le centre du spectromètre (12° par rapport à la normale à la cible) et dont l'ouverture angulaire est de 6° . L'ouverture angulaire a été choisie de façon à couvrir l'ensemble du spectromètre. La distribution angulaire gaussienne du faisceau d'électrons n'a pas été prise en compte dans les simulations. En effet l'ouverture angulaire couverte par l'écran n° 1 est de $1,34^\circ$, le spectromètre n'est donc pas sensible à la distribution angulaire du faisceau. Pour cette même raison, le nombre d'électrons n'a pas été extrait de l'analyse des données du spectromètre, celui-ci ne donnant une information que pour un petit angle polaire d'émission des électrons θ . Une quantité de 2×10^8 électrons est tirée dans une distribution en énergie de forme exponentielle décroissante d'énergie minimale 10 keV et d'énergie maximale 100 MeV décrite par la relation :

$$\frac{dN}{dE}(E) = \frac{dN}{dE} \Big|_{E=0} e^{-\frac{E}{T}} \quad (3.6)$$

où T est la température électronique de la distribution exprimée en MeV. Cette relation est de même type que la relation 3.3 sans la dépendance angulaire. Dans ce cas, il est nécessaire de considérer les électrons de plus basse énergie (10 keV) car les écrans photostimulables y sont sensibles alors que les réactions photonucléaires présentent un seuil autour de 10 MeV.

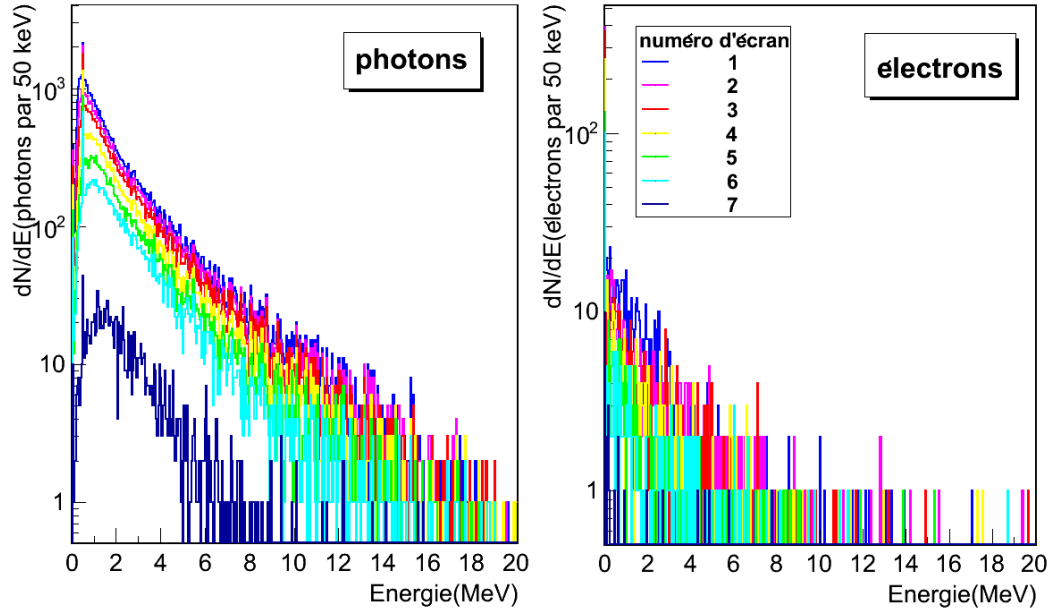


FIGURE 3.23 – Distributions en énergie des électrons et des photons entrants dans chacun des 7 écrans photostimulables du spectromètre pour 2×10^8 électrons tirés avec une distribution en énergie dont la température est de 4 MeV.

La figure 3.23 présente les distributions en énergie simulées obtenues pour les électrons et les photons à l'entrée de chacun des 7 écrans de l'empilement pour une température électronique de la source de 4 MeV et 2×10^8 électrons tirés. L'évolution du spectre en énergie des photons en fonction du numéro de l'écran montre que les photons sont absorbés tout au long de leur parcours dans le spectromètre. Par ailleurs le nombre d'électrons est plus faible de deux ordres de grandeurs comparé au nombre de photons incidents. Ce faible nombre d'électrons et leur énergie semble indiquer qu'il ne s'agit pas d'électrons primaires mais de particules créées lors de l'absorption des photons dans le spectromètre. Pour étayer cette hypothèse, la figure 3.24 présente le parcours moyen d'un électron dans le tantale en fonction de son énergie. Chaque trait rouge horizontal correspond à une épaisseur de tantale (convertisseur et spectromètre) que traversent les électrons issus de la cible de CH avant d'atteindre un écran (l'aluminium et le mylar ne sont pas pris en compte). En fait, seule la cible est constituée de tantale, les feuilles entre les écrans sont en Denal, majoritairement composé de tungstène. Cependant le tungstène ayant un numéro atomique ($Z=74$) très proche de celui du tantale ($Z=73$) le parcours des électrons dans ces deux matériaux est similaire. Ainsi on voit que les électrons primaires d'énergie inférieure à 7 MeV ne sortent pas du bloc de tantale situé derrière la cible et que ceux dont l'énergie est inférieure à 80 MeV ne peuvent pas atteindre l'écran n°4. On peut donc considérer que les électrons incidents sur les écrans sont des électrons secondaires produits par effet Compton et effet photoélectrique des photons dans les absorbants. Compte tenu des fonctions de réponse aux électrons et aux photons des écrans (*cf.* chapitre 2) on estime que le signal en PSL est dû à 80% aux électrons, bien qu'ils soient minoritaires en comparaison du nombre de photons.

Les simulations permettent de calculer l'énergie totale déposée par les électrons et par les photons dans la couche sensible de chacun des 7 écrans de l'empilement pour une température électronique donnée. Des simulations ont été réalisées pour des températures électroniques allant de 0,5 à 9,5 MeV par pas de 0,5 MeV. Pour chacune des simulations entre 2×10^8 et 4×10^8 électrons ont été tirés. La figure 3.25 présente l'énergie déposée calculée en fonction du numéro de l'écran dans l'empilement pour 6 températures électroniques différentes. Les énergies déposées ont toutes été renormalisées à 1 électron tiré. On remarque que plus la température électronique est grande, plus l'énergie déposée est importante. En effet, plus la température électronique de la source est élevée, plus le nombre d'électrons de haute énergie est élevé. Or ces électrons de plus hautes énergies ou leurs particules secondaires donnent lieu à un dépôt d'énergie plus

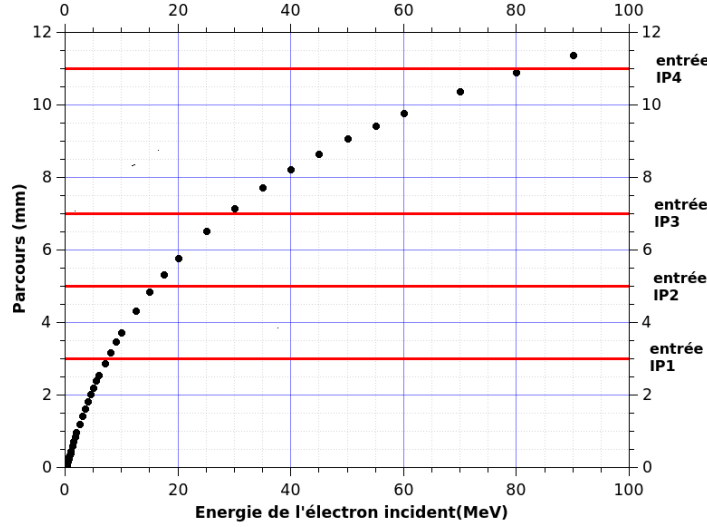


FIGURE 3.24 – Distance parcourue par un électron dans du tantale avant d'être arrêté en fonction de son énergie initiale. Les épaisseurs de tantale qu'un électron doit traverser avant d'arriver sur les 4 premiers écrans photostimulables du spectromètre sont représentées par des lignes rouges.

en profondeur dans le spectromètre. Cet effet de la température est aussi responsable des fluctuations statistiques importantes de l'énergie déposée que l'on observe pour une température de 1 MeV. Pour cette température la plupart des électrons tirés déposent leur énergie dans le bloc de tantale derrière la cible et n'arrivent pas jusqu'aux écrans du spectromètre. Dans ce cas, il faut donc tirer un plus grand nombre d'électrons dans la simulation pour avoir une erreur statistique équivalente. Cependant les temps de calculs deviennent beaucoup plus longs. On remarque également que l'énergie déposée sur le dernier écran (n° 7) est plus faible (d'environ 1 ordre de grandeur) que celle déposée sur les autres écrans et ce, quelle que soit la température électronique considérée. Ceci provient de l'épaisseur de 28 mm du dernier bloc de Denal qui arrête la majorité des particules issues de la cible.

Une minimisation de χ^2 entre les données expérimentales et les simulations a permis de déterminer la température de la distribution en énergie des électrons pour les différents tirs. L'écran n° 7 n'est pas pris en compte car il est principalement sensible aux électrons et aux photons diffusés sur la paroi de la chambre expérimentale et entrant par l'arrière du spectromètre.

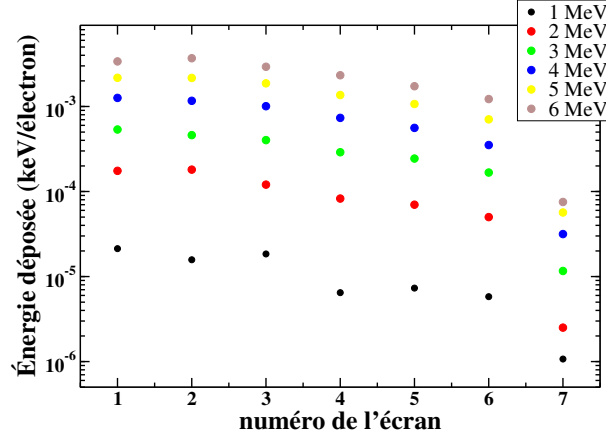


FIGURE 3.25 – Énergies totales déposées dans la couche sensible de chacun des écrans photostimulables pour différentes températures de la distribution en énergie des électrons (calcul Geant4). Les énergies déposées sont normalisées à un électron tiré.

À titre d'exemple, la figure 3.26 présente l'évolution du coefficient de moindre carré, χ^2 , entre les données expérimentales et les simulations en fonction de la température pour les tirs sur la cible avec un gap de 400 μm . La valeur du χ^2 présente un minimum marqué autour d'une température de 2 MeV pour des délais de 0 ns, 0,5 ns, 3 ns et 4 ns. Ce minimum est moins marqué et se situe au-delà de 3 MeV pour des délais de 1 ns et 2 ns. La barre d'erreur sur la température a été estimée à partir de la largeur du puits de χ^2 . Cette dernière est arbitrairement définie comme la largeur pour laquelle la valeur du χ^2 est le double de la valeur du χ^2 minimale. Les largeurs des puits de χ^2 sont tracées sur la figure 3.26, les températures ainsi que leurs barres d'erreur y sont également reportées. Il apparaît que pour des températures basses (< 3 MeV) le spectromètre permet de mesurer la température avec une barre d'erreur de l'ordre de 20% par contre pour des températures plus élevées, la barre d'erreur est de l'ordre de 50%. Ceci peut être expliqué au regard de la figure 3.25 qui présente le dépôt d'énergie dans la couche sensible de chaque écran photostimulable pour différentes températures du faisceau d'électrons. En effet, pour des températures de 3 MeV et de 4 MeV, les évolutions de l'énergie déposée en fonction du numéro de l'écran sont très similaires. Au contraire pour une température de 2 MeV, le premier écran présente un déficit en énergie déposée par rapport au deuxième écran. De plus au-delà du deuxième écran l'énergie déposée décroît plus rapidement qu'à 3 MeV et qu'à 4 MeV. Il est donc plus facile de différencier des distributions en PSL produites

par des faisceaux d’électrons d’une température de 2 MeV et 3 MeV que des distributions en PSL produites par des faisceaux d’électrons d’une température de 3 MeV et 4 MeV.

3.3.d Comparaison des températures électroniques obtenues avec la croix aux températures électroniques obtenues avec le spectromètre

Le tableau 3.1 compare les températures qui ont été obtenues par le spectromètre à celles obtenues par la croix d’activation. Les températures déduites du spectromètre sont en accord avec celles déduites de l’activation, à l’exception du tir sur la cible avec un gap de 400 μm et pour un délai de 2 ns. L’incertitude sur la température que l’on obtient par le spectromètre est plus grande que celle obtenue par la croix d’activation. En effet, la température n’a pu être mesurée par la croix d’activation que lorsque les échantillons de cuivre et de carbone ont été activés c’est-à-dire pour des températures élevées. Or nous avons vu dans le paragraphe précédent que pour ces températures élevées, l’incertitude donnée par le spectromètre est plus élevée.

Dans ces gammes de température, le spectromètre conduit à une incertitude plus grande que la croix d’activation nucléaire sur la mesure de la température. Cependant le spectromètre permet d’extraire une température lorsque le nombre de photons de plus de 20 MeV est insuffisant, information qui est inaccessible aux mesures d’activation. Cette étude montre que les températures peuvent être mesurées par la croix d’activation lorsqu’elles sont suffisamment élevées et que dans les autres cas le spectromètre permet de les mesurer.

3.4 Caractérisation du faisceau d’électron par l’analyse combinée de l’activation nucléaire et du spectromètre

Les deux parties précédentes ont permis de montrer les avantages et les inconvénients de la croix d’activation et du spectromètre. Comme cela a été mentionné, la croix d’activation permet de déterminer les caractéristiques angulaires et énergétiques du faisceau d’électrons à condition que suffisamment d’électrons de plus 20 MeV aient été accélérés. Dans le cas contraire, la température du faisceau d’électrons ne peut pas être déterminée et les deux diagnostics ont alors été utilisés en complément l’un de l’autre.

Le synoptique de la figure 3.27 présente la procédure d’analyse pour déterminer les caractéristiques du faisceau d’électrons à partir des données combinées

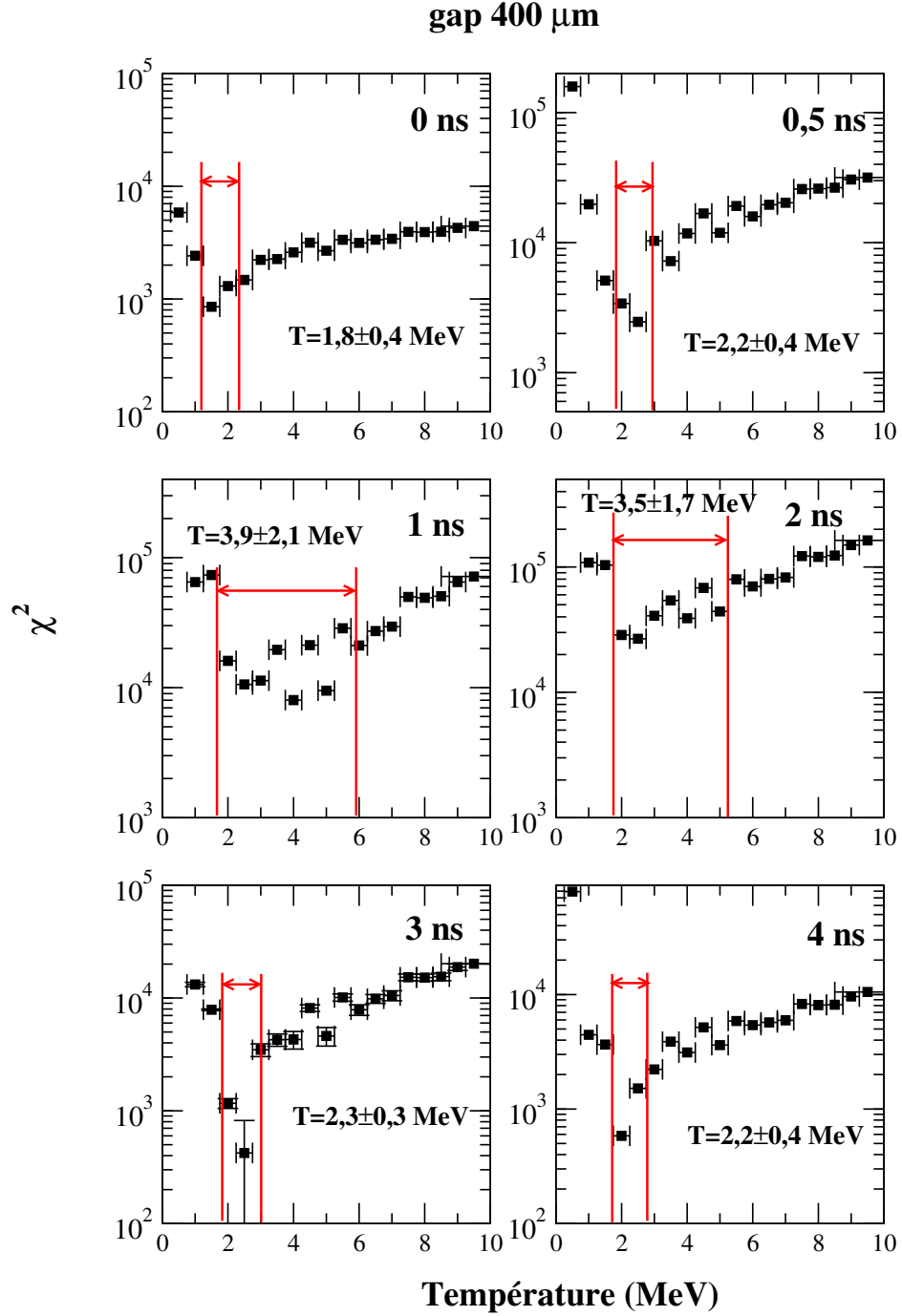


FIGURE 3.26 – χ^2 entre les dépôts d'énergie par film expérimentaux et ceux simulés pour différentes températures pour l'ensemble des tirs sur une cible avec un gap de 400 μm .

Profondeur du gap (μm)	Délai (ns)	T (MeV)	
		Spectromètre	Activation
sans gap	0,5	$3,2 \pm 1,0$	$3,4 \pm 0,3$
100 μm	1	$4,3 \pm 0,9$	$4,0 \pm 0,3$
	2	$3,5 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,2$
400 μm	1	$3,9 \pm 2,1$	$4,1 \pm 0,1$
	2	$3,5 \pm 1,7$	$5,8 \pm 0,3$
700 μm	2 ns	$3,6 \pm 0,8$	$4,4 \pm 0,3$

Tableau 3.1 – Comparaison des températures du faisceau d’électrons déduites des données du spectromètre et de la croix d’activation pour l’ensemble des tirs pour lesquels la température a pu être déterminée par la croix d’activation.

de l’empilement d’écrans photostimulables et de l’activation nucléaire. La température est d’abord déterminée à partir du spectromètre. Une fois la celle-ci déterminée, la procédure d’analyse est similaire à celle utilisée pour l’activation nucléaire pour déterminer θ_0 , σ_θ et N_e : on cherche les valeurs de ces paramètres qui rendent le mieux compte des mesures d’activation nucléaire des échantillons de cuivre placés sur la croix.

L’utilisation combinée de l’activation nucléaire et du spectromètre permet de caractériser les distributions angulaire et énergétique du faisceau d’électrons pour l’ensemble des tirs. La suite de ce chapitre est consacrée à l’étude des propriétés du faisceau d’électrons en fonction de la dimension du pré-plasma de CH.

4 Effet des grandes longueurs de pré-plasma en face avant de la cible

Les deux sections suivantes présentent l’évolution des caractéristiques du faisceau d’électrons en fonction de la forme et de la taille du plasma de CH. Plusieurs paramètres expérimentaux permettent de faire varier ces dernières à l’instant d’application du faisceau principal :

- le délai Δt entre l’arrivée de l’impulsion de chauffage et de l’impulsion principale permet de faire varier l’extension du pré-plasma en face avant de la cible. L’étude de ce paramètre fait l’objet de cette section et s’inscrit dans la continuité de l’expérience Alisé présentée dans l’introduction de ce

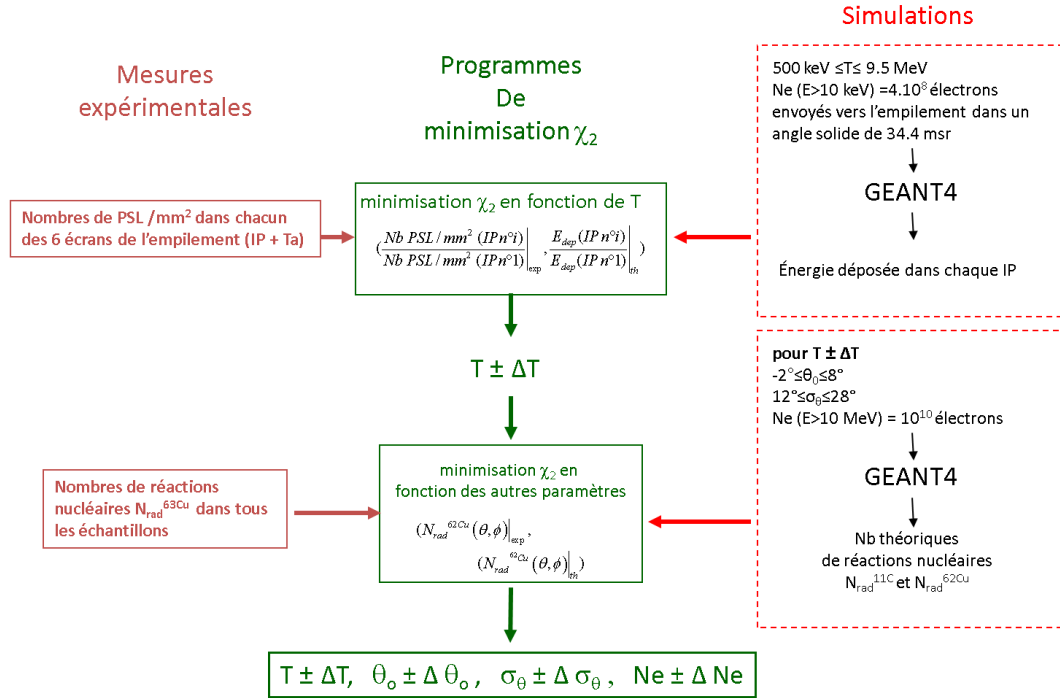


FIGURE 3.27 – Synoptique de la détermination des caractéristiques du faisceau d'électrons par l'utilisation combinée du spectromètre et de l'activation nucléaire.

chapitre, pour des gradients de pré-plasma plus grands (plusieurs centaines de μm);

- la largeur du gap entre la cible de CH et le convertisseur de tantale permet de contraindre l'extension du plasma en face arrière de la cible. Cette étude est présentée dans la section 5.

Au cours de l'expérience Alisé, la longueur du pré-plasma a été modifiée de $20 \mu\text{m}$ à $60 \mu\text{m}$. Il a été montré que le nombre d'électrons et leur énergies moyennes étaient croissants avec la longueur du gradient jusqu'à $60 \mu\text{m}$. L'un des objectifs de l'expérience sur l'installation ELFIE était d'étudier l'évolution des caractéristiques du faisceau d'électrons lorsque cette longueur de pré-plasma continue à augmenter au delà de $100 \mu\text{m}$, longueur de gradient qui n'a jamais été étudiée à notre connaissance. Cette section fait le bilan de 6 tirs sur une cible sans gap pour des délais entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal variant entre 0 et 4 ns. Les caractéristiques des faisceaux d'électrons et du pré-plasma dépendent fortement du délai entre les deux faisceaux. Pour certains tirs, nous

n'avons pas pu collecter de données pour l'ensemble des diagnostics. C'est le cas en particulier du tir avec un délai de 0 ns où le pré-plasma n'est pas suffisamment détendu pour une mesure de la longueur du gradient L . Pour ce tir, le nombre d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV est également trop faible pour que l'activation des échantillons de cuivre soit mesurable. Le tableau 3.2 fait un bilan des données des diagnostics qui ont pu être analysés.

Grandeur mesurée \ Délai (ns)	0	0,5	1	2	3	4
L (Interférométrie)		×	×	×	×	×
T (Activation ou spectromètre)		×	×	×	×	×
$N_e, \theta, \sigma_\theta$ (Activation)		×	×			×
Taille de la source (sténopé)	×	×	×	×	×	×

Tableau 3.2 – Bilan des informations disponibles (signalées par une croix) pour chaque tir sur la cible sans gap.

4.1 Évolution du gradient de pré-plasma en fonction du délai entre les faisceaux

La densité électronique du plasma, avec laquelle interagit le faisceau principal, dépend du délai entre les deux faisceaux, il faut donc la caractériser lors de chaque tir. Ceci est réalisé au moyen du système interférométrique, présenté dans le paragraphe 2.3.a, qui permet de mesurer la longueur L du gradient du pré-plasma (distance au bout de laquelle la densité électronique a diminué d'un facteur e) en face avant de la cible. La figure 3.28 présente les valeurs mesurées de cette longueur L en fonction du délai Δt entre les faisceaux à l'exception de la longueur de gradient pour un délai de 0 ns qui était trop courte pour permettre la mesure. Les barres d'erreur sur les valeurs mesurées sont estimées à 10% (*cf.* paragraphe 2.3.a). On observe une augmentation de la longueur du gradient avec le délai jusqu'à 3 ns. Par contre, pour un délai de 4 ns, la valeur mesurée ne suit pas la tendance observée pour des délais plus courts. Ce comportement n'a pas été expliqué, cependant il n'affecte pas les discussions qui suivent puisque ces dernières sont conduites en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma. À partir de ces mesures, on peut extraire la vitesse d'expansion du pré-plasma par un ajustement des données par une droite. Pour des délais compris entre 0,5 ns

et 3 ns, la vitesse d'expansion du plasma est de $1,89 \times 10^5$ m/s.

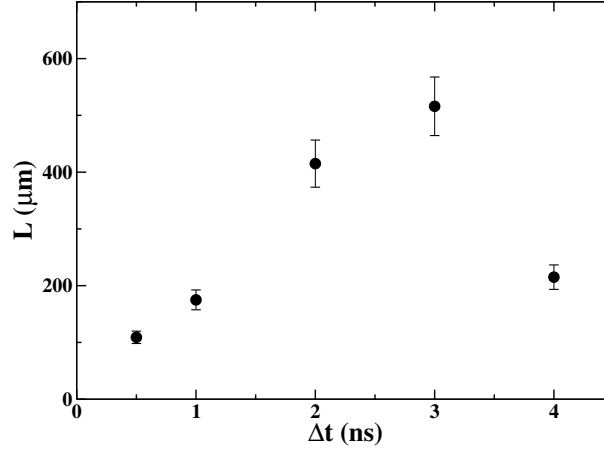


FIGURE 3.28 – Evolution de la longueur du gradient de pré-plasma L en fonction du délai entre l'arrivée du faisceau de chauffage et l'arrivée du faisceau principal Δt .

4.2 Température du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma

La figure 3.29 présente la température électronique obtenue lors de l'expérience sur ELFIE en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma (ronds noirs). L'ensemble de ces mesures est réalisé au moyen du spectromètre à l'exception de celle réalisée pour une longueur de gradient de pré-plasma de $109 \mu\text{m}$ ($\Delta t = 0,5$ ns). Pour ce tir, les échantillons de carbone ont été activés et la température électronique présentée sur la figure 3.29 est la valeur obtenue par activation.

Les températures photoniques mesurées sur l'installation Alisé sont également reportées par des carrés rouges [Cou09]. Ces dernières ont été mesurées au moyen d'une croix d'activation nucléaire comme lors de l'expérience sur ELFIE, cependant les températures sont celles du faisceau de photons derrière le bloc de 2 mm de tantale et non celles du faisceau d'électrons devant le bloc. Pour pouvoir comparer les températures de la figure 3.29, des simulations Geant4 ont été réalisées avec une source d'électrons placée devant un bloc de tantale de 2 mm d'épaisseur pour des températures électroniques de 2,5 MeV et 3,5 MeV. La figure 3.30 présente les distributions en énergie des photons calculées ainsi que les températures photoniques obtenues par un ajustement par une exponentielle décroissante des

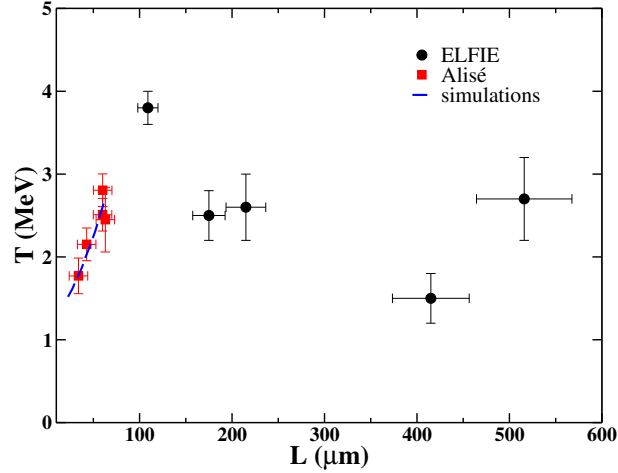


FIGURE 3.29 – Comparaison des températures électroniques mesurée sur ELFIE aux températures photoniques mesurées sur Alisé en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma.

distributions. Ces calculs montrent que la température photonique est légèrement plus faible que la température électronique de 25% pour une température électronique de 3,5 MeV et de 8% pour une température électronique de 2,5 MeV. Ces températures restent donc du même ordre de grandeur que les températures des électrons et peuvent donc leur être comparées sur la figure 3.29.

Les mesures réalisées sur Alisé avaient mis en évidence une augmentation de la température photonique (et donc électronique) avec la longueur du gradient de pré-plasma. Ces données expérimentales sont bien reproduites par les simulations numériques réalisées avec le code Calder (traits pointillés bleus sur la figure 3.29). Elles sont expliquées par un phénomène d'autofocalisation de l'impulsion laser principale dans le pré-plasma se produisant lorsque celui-ci est suffisamment détendu [Cou09]. Ceci conduit à une intensité laser effective pour l'accélération des électrons plus grande et donc à une température électronique plus élevée. Dans le cas des mesures réalisées sur ELFIE, on constate une rupture de la tendance observée sur Alisé. La température la plus élevée est obtenue pour un gradient L de 109 μm . Pour des longueurs du gradient de pré-plasma plus grandes, compte tenu des barres d'erreurs, la température semble constante. Il semble donc que le mécanisme d'autofocalisation atteigne un optimum pour un gradient d'une centaine de μm et qu'il n'y ait pas d'évolution majeure des mécanismes d'accélération pour $L > 100 \mu\text{m}$.

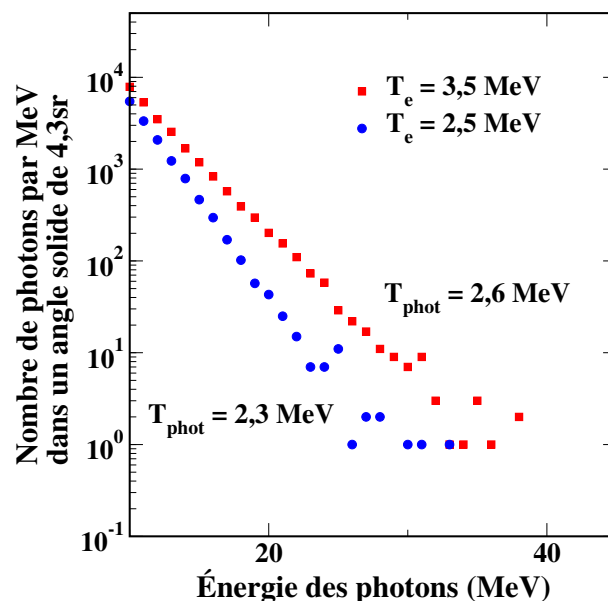


FIGURE 3.30 – Distributions en énergie des photons calculées derrière un bloc de 2 mm de tantale pour des températures électroniques de 2,5 MeV et 3,5 MeV. Les températures photoniques ont été obtenues par un ajustement par une exponentielle décroissante des distributions en énergie.

Cet effet de saturation de la température est en accord avec les simulations PIC réalisées par Pukhov et al. comme indiqué sur la figure 3.31 [Puk99]. En effet, l’auteur montre que la température électronique cesse de croître avec la longueur du gradient de pré-plasma L à partir de $L > 50 \mu\text{m}$ pour un laser de 10 TW. Dans le cas de l’expérience sur l’installation ELFIE, la puissance laser est de quelques 25 TW, le comportement observé semble comparable.

4.3 Nombre de photons de *bremsstrahlung*

Dans cette partie, par extension du travail mené sur l’installation Alisé, on s’attache à décrire l’évolution du nombre de photons de plus de 10 MeV en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma L . Ces photons proviennent du ralentissement dans le bloc de tantale situé derrière la cible des électrons issus de l’interaction laser/plasma. La distribution en énergie des électrons de plus de 10 MeV est déterminée par la méthode décrite dans le paragraphe 3.2.d. On réinjecte ensuite cette distribution en énergie dans une simulation Geant4 pour

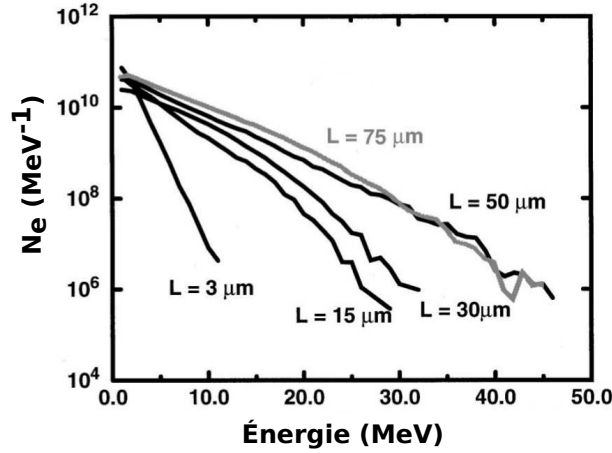


FIGURE 3.31 – Distributions électroniques calculées pour différentes longueurs de pré-plasma pour une puissance laser de 10 TW [Puk99].

calculer les spectres de photons en sortie du convertisseur de tantale.

Le nombre d'électrons de plus de 10 MeV obtenu sur ELFIE est tracé sur la figure 3.32 en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma. Il faut que le nombre de réactions (γ, n) induites dans les échantillons de cuivre soit suffisamment grand pour pouvoir être mesuré par les bancs de comptage en coïncidence. Ceci entraîne une limite de détection sur le nombre d'électrons de plus de 10 MeV de l'ordre de 10^9 électrons. Pour les tirs dont la longueur de gradient de pré-plasma est de 415 μm et 516 μm ($\Delta t = 2 \text{ ns}$ et $\Delta t = 3 \text{ ns}$), ainsi que pour le tir avec un délai de 0 ns pour lequel la longueur de gradient n'a pas pu être mesurée, le nombre d'électrons est inférieur à ce seuil et ces points expérimentaux n'apparaissent pas sur la figure 3.32. Pour le tir avec une longueur de gradient de 109 μm ($\Delta t = 0,5 \text{ ns}$), deux analyses ont été réalisées. La première s'appuie sur la température électronique obtenue par l'empilement d'écrans photostimulables et la deuxième sur la température obtenue par l'activation nucléaire. Les deux résultats apparaissent sur la figure 3.32. La tendance montre que le nombre d'électrons de plus de 10 MeV décroît avec la longueur du gradient de pré-plasma dans la gamme de 90 à 250 μm . Ce comportement est confirmé par le fait que pour des longueurs de gradient de 415 et 516 μm , le nombre d'électrons est en dessous du seuil de détection.

Dans l'expérience réalisée sur l'installation Alisé, le nombre d'électrons de plus de 10 MeV n'a pas été calculé. Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux

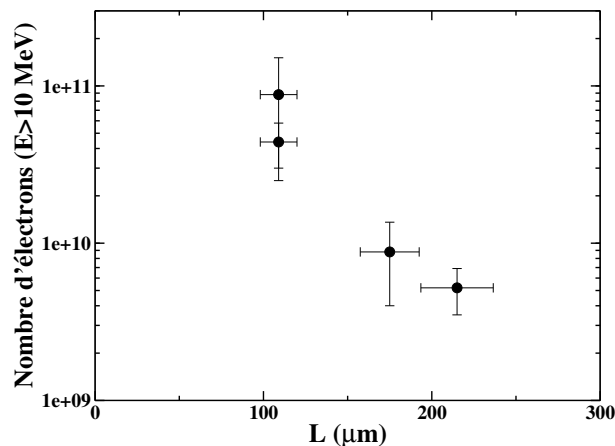


FIGURE 3.32 – Évolution du nombre d'électrons de plus de 10 MeV en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma.

issus des deux expériences, il est nécessaire de déterminer le nombre de photons émis par stéradian en sortie du bloc de tantale lors de l'expérience réalisée sur ELFIE. Dans ce but, les distributions en énergie des électrons ont été réinjectées dans Geant4 pour calculer le nombre de photons émis en sortie du bloc de tantale. Les données obtenues sur ELFIE et sur Alisé ainsi que les calculs réalisés avec Calder couplé à MCNP (code Monte Carlo d'interaction particule matière) sont comparés sur la figure 3.33 en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma [Cou09]. Pour une longueur de gradient de pré-plasma comprise entre 20 μm et 60 μm (données Alisé), on observe une augmentation du nombre de photons avec la longueur du gradient de pré-plasma allant de $1,5 \times 10^9$ photons pour $L=34$ μm à $2,5 \times 10^9$ photons pour $L=60$ μm. Au contraire, pour les données ELFIE, on observe une chute du nombre de photons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma allant de $9,7 \times 10^8$ photons pour $L=109$ μm à $4,6 \times 10^7$ photons pour $L=215$ μm. Les données rassemblées sur l'ensemble des deux expériences indiquent la présence d'un optimum de production de photons de plus de 10 MeV pour une longueur de gradient de pré-plasma se situant autour de 60-100 μm.

Il faut noter que les épaisseurs des blocs de tantale destinés à convertir les électrons en photons n'étaient pas les mêmes pour les deux expériences. Ce bloc avait une épaisseur de 2 mm lors de l'expérience Alisé et une épaisseur de 3 mm lors de l'expérience ELFIE. Des simulations Geant4 ont été réalisées pour estimer l'influence de l'épaisseur de tantale sur le nombre de photons en arrière du bloc. Une source d'électrons avec une distribution en énergie de forme exponentielle

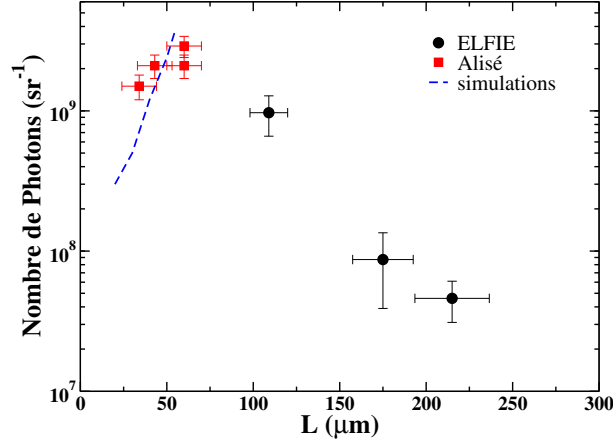


FIGURE 3.33 – Comparaison des nombres de photons de plus de 10 MeV obtenus pour les différentes valeurs de la longueur du gradient de pré-plasma sur Alisé et sur ELFIE.

décroissante a été placée devant le bloc de tantale et la distribution en énergie des photons a été calculée derrière le bloc de tantale. Des simulations ont été réalisées pour des températures électroniques de 2,5 MeV et 3,5 MeV. La figure 3.34 présente les distributions en énergie des photons pour ces deux températures et pour 10^6 électrons tirés. Les nombres de photons de plus de 10 MeV diminuent respectivement de 6,5% et 4% lorsque l'on passe d'une épaisseur de tantale de 2 mm à une épaisseur de tantale de 3 mm. Ces résultats montrent que les nombres de photons issus des bloc de tantale des expériences Alisé et ELFIE peuvent être comparés malgré une différence de l'épaisseur du bloc de conversion.

Dans la gamme de longueur de pré-plasma étudiée sur ELFIE (100-500 μm), on observe une diminution du nombre d'électrons accélérés dans la cible avec l'augmentation de la longueur de gradient de pré-plasma. On rappelle que l'évolution de la température avec la longueur du gradient de pré-plasma L laisse suggérer que l'autofocalisation du laser pour des gradients supérieurs à 100 μm est un mécanisme qui intervient dans l'accélération des électrons (voir figure 3.29). Par conséquent la diminution du nombre d'électrons énergétiques avec le gradient L pourrait s'expliquer par le fait que ces mécanismes d'autofocalisation de l'impulsion laser principale interviennent dans une zone du pré-plasma de plus faible densité électronique donc plus en amont de la cible.

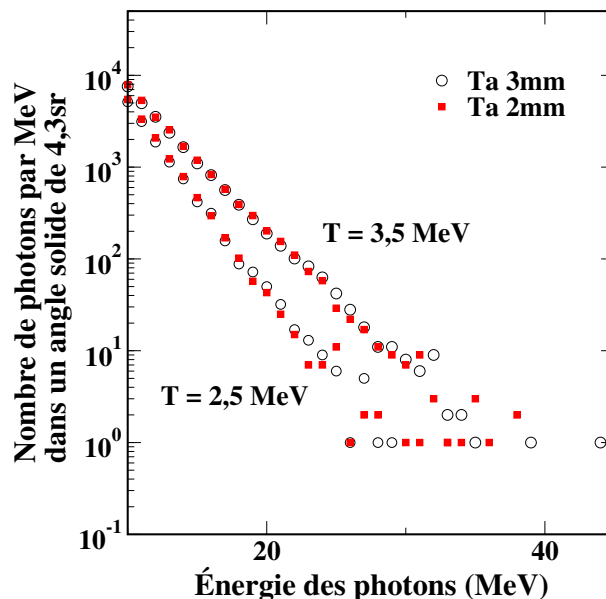


FIGURE 3.34 – Comparaison des distributions en énergie des photons calculées derrière le tantale pour différentes épaisseurs du bloc de conversion. 10^6 électrons de plus de 10 MeV ont été tirés dans une distribution en énergie de forme exponentielle décroissante pour des températures électroniques de 2,5 MeV et 3,5 MeV.

4.4 Ouverture angulaire du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma

L'ouverture angulaire σ_θ (écart-type) du faisceau d'électrons a été extraite au moyen de la croix d'activation selon la méthode décrite dans le paragraphe 3.2.d. Les valeurs obtenues sont présentées sur la figure 3.35 en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma. Il apparaît que l'ouverture angulaire du faisceau d'électrons ne dépend pas significativement de la longueur du pré-plasma pour les valeurs considérées sur ELFIE. Les valeurs mesurées sur Alisé sont également reportées en rouge. On observe une continuité entre les mesures réalisées sur Alisé et celles réalisées sur ELFIE. L'ensemble des données montre que l'ouverture angulaire du faisceau augmente jusqu'à une longueur du gradient de pré-plasma d'une centaine de microns. Pour des longueurs de gradient supérieures, l'ouverture angulaire semble constante.

Plusieurs mesures de la divergence angulaire d'un faisceau d'électrons sont disponibles dans la littérature. Ces données expérimentales ont été regroupées dans

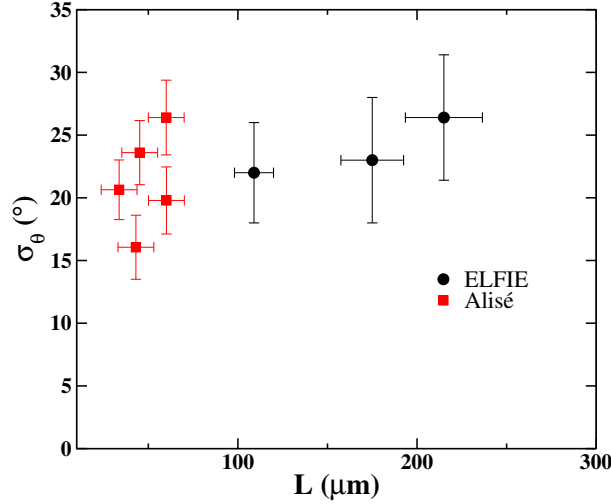


FIGURE 3.35 – Évolution de l'ouverture angulaire du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du pré-plasma

l'article publié par Green et al. en fonction de l'intensité des impulsions lasers. Ces données sont présentées sur la figure 3.36 [Gre08]. On constate une augmentation de la divergence σ_θ avec l'intensité laser. Sur nos mesures on observe que la divergence est maximale et constante pour des longueurs de gradients supérieures à une centaine de μm . Ce qui laisse suggérer que l'intensité effective atteinte par l'impulsion principale dans le pré-plasma ne dépend pas du gradient de pré-plasma lorsque $L > 60 \mu\text{m}$ et atteint une valeur maximale. Ce comportement et le scénario associé paraissent en accord avec l'évolution de la température avec le gradient L et d'un mécanisme d'autofocalisation optimal pour $L > 60 \mu\text{m}$ (*cf.* paragraphe 4.2). La température et l'ouverture angulaire sont deux observables différentes qui semblent nous permettre de tirer les mêmes conclusions.

4.5 Taille de la source de photons en fonction de L

La taille de la source de photons a été mesurée au moyen du diagnostic de pénombre (*cf.* paragraphe 2.3.b). La largeur à mi-hauteur de la source est tracée sur la figure 3.37 en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma. On observe une augmentation de la taille de la source de $280 \mu\text{m}$ à $450 \mu\text{m}$ avec la longueur du gradient allant de $L=109 \mu\text{m}$ à $L=415 \mu\text{m}$.

Dans la partie 4.3, nous avons vu que le nombre d'électrons de plus de 10 MeV

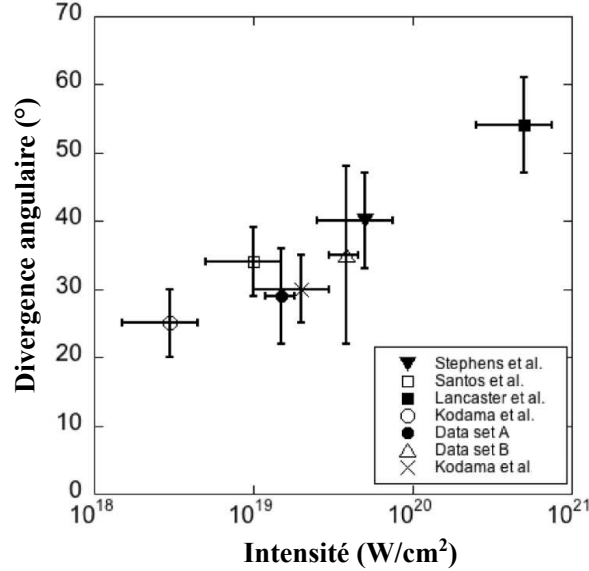


FIGURE 3.36 – Evolution de la divergence angulaire du faisceau d'électrons en fonction de l'intensité laser d'après Green et al. [Gre08].

décroît avec la longueur de gradient de pré-plasma L . Nous avons proposé comme interprétation que l'interaction de l'impulsion laser a lieu dans des régions de moins en moins denses de la cible. Par ailleurs il apparaît que l'ouverture angulaire du faisceau d'électrons σ_θ atteint un état asymptotique. On rappelle que la taille de la source de photons mesurée avec le sténopé est proche de la taille du faisceau d'électrons lors de son entrée dans le bloc de tantale (*cf.* paragraphe 2.3.b). L'augmentation de la taille de la source de photons avec le gradient laisse donc suggérer que l'interaction de l'impulsion laser avec le pré-plasma se produit de plus en plus en amont de la cible quand la longueur de gradient augmente : ce scénario est en accord avec celui proposé dans le paragraphe 4.3. L'extension de la source d'électrons au niveau du bloc de tantale serait ainsi de plus en plus grande et expliquerait l'augmentation de la taille de la source de photons.

4.6 Synthèse

La section précédente a permis d'étudier l'évolution des caractéristiques du faisceau d'électrons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma L en face avant. La gamme de gradients de pré-plasma étudiée s'étend de 30 μm sur Alisé

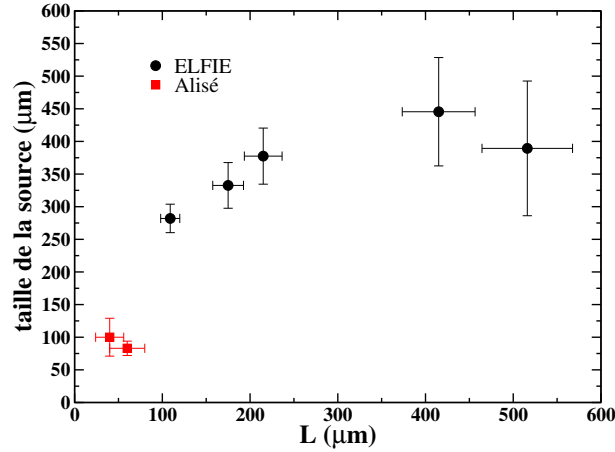


FIGURE 3.37 – Évolution de la taille de la source de photons en fonction de la longueur du gradient de pré-plasma.

à 500 μm sur ELFIE. On observe une augmentation de la température jusqu'à une valeur de la longueur de pré-plasma de 100 μm , elle se stabilise ensuite aux alentours de 3 MeV. On remarque également que le nombre d'électrons, N_e , passe par un maximum pour $L=60$ μm avant de décroître. L'ouverture angulaire du faisceau d'électrons a un comportement similaire à la température. En revanche, la taille de la source de photons croît avec la longueur du gradient de pré-plasma. L'ensemble de ces observations pourrait être interprété qualitativement par un phénomène d'autofocalisation qui se produit de plus en plus en amont de la cible lorsque la longueur du gradient de pré-plasma est supérieure à 60 μm . Ce scénario reste à être validé par des simulations PIC. L'ensemble des observables expérimentales permet de contraindre fortement les études numériques. Une des difficultés majeures des travaux de simulations réside dans la taille élevée des boîtes de simulation (grandes longueurs de pré-plasma) et donc à des temps de calculs longs (près de deux mois pour une configuration de pré-plasma et des caractéristiques laser données).

5 Effet de la longueur du plasma en face arrière de la cible

Cette section est dédiée à l'étude des effets du pré-plasma en face arrière de la cible sur les caractéristiques du faisceau d'électrons. Lors de l'expérience sur ELFIE des cibles ayant un gap entre la cible de CH et le convertisseur de tantale ont été utilisés. Quatre tailles de gap ont été considérées : 0 μm (cas étudié dans la partie précédente), 100 μm , 400 μm et 700 μm . De plus, pour chaque gap, l'effet de la taille du pré-plasma en face avant de la cible a également été étudié en faisant varier le délai entre les faisceaux de chauffage et principal.

5.1 Caractéristiques du plasma en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal

5.1.a Longueur du gradient de pré-plasma en face avant

Les mesures d'interférométrie permettent de mesurer la longueur du gradient de pré-plasma en face avant de la cible pour l'ensemble des délais et des cibles utilisées. La figure 3.38 présente ces mesures en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal. Les données pour une cible sans gap sont également reportées. Les barres d'erreurs représentent l'écart-type lorsque plusieurs tirs similaires ont été réalisés ou bien que plusieurs analyses des figures d'interférométrie ont été réalisées sur un même tir. Comme cela a déjà été noté dans le cas de cible sans gap, la longueur du gradient augmente linéairement avec le délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal. On remarque par ailleurs que la longueur du gradient de pré-plasma en face avant ne dépend pas de la présence d'un gap qui se trouve en face arrière. Au final, sur l'expérience réalisée sur ELFIE la longueur du pré-plasma en face avant va donc de 100 μm pour un délai de 0, 5 ns à environ 850 μm pour un délai de 4 ns.

La figure 3.39 présente la densité électronique du plasma (n_0 de l'équation 3.1) au niveau de la face avant de la cible de CH pour l'ensemble des tirs. Cette valeur provient d'une extrapolation de l'ajustement de la densité électronique en fonction de la distance à la cible par une exponentielle décroissante (eq. 3.2). On remarque que l'évolution de la densité électronique au niveau de la cible de CH en fonction du délai est indépendante de la présence d'un gap dans la cible. Ainsi le plasma à quelques centaines de micromètres de la cible est caractérisé par la longueur de gradient et la densité électronique et on voit qu'il dépend du délai mais pas de

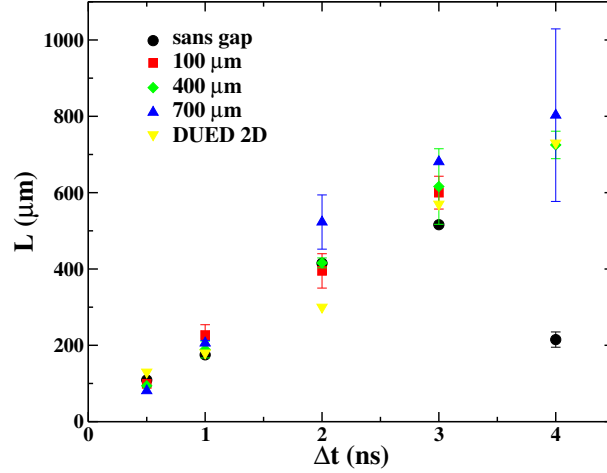


FIGURE 3.38 – Évolution de la longueur du gradient de pré-plasma en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal pour l'ensemble des gaps. Les mesures sont comparées aux calculs réalisés avec le code DUED 2D.

la dimension du gap. La densité électronique au niveau de la cible pour le tir sur une cible sans gap et un délai de 4 ns n'est pas dans la continuité des autres tirs, ce qui tend à nouveau à indiquer que l'un des paramètres expérimentaux n'était pas maîtrisé pour ce tir. La longueur du gradient de pré-plasma et la densité électronique au niveau de la surface de la cible (figures 3.38 et 3.39) montrent que pour ce tir, tout se passe comme si le délai temporel entre l'impulsion de chauffage et l'impulsion principale était compris entre 1 et 2 ns.

5.1.b Simulation de l'expansion du pré-plasma

La mesure de l'extension du plasma dans le gap par interférométrie n'a pas été possible du fait des petites dimensions en jeu. Les caractéristiques du plasma ont donc été déterminées au moyen du code hydrodynamique en deux dimensions DUED [Atz05]. Le code DUED permet de calculer la densité électronique du plasma. Les calculs ont été réalisés par T.Vinci du LULI. Les calculs ont été réalisés sur une cible de CH seule de 1 μm d'épaisseur. Le faisceau laser considéré avait une durée de 600 ps (FWHM), une longueur d'onde de 1057 nm, une extension spatiale de 95 μm ($r_{1/e}$) et une intensité maximum de $1,5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Les cartographies des densités électroniques calculées sont présentées sur la figure 3.40 pour des délais compris entre 0 et 4 ns.

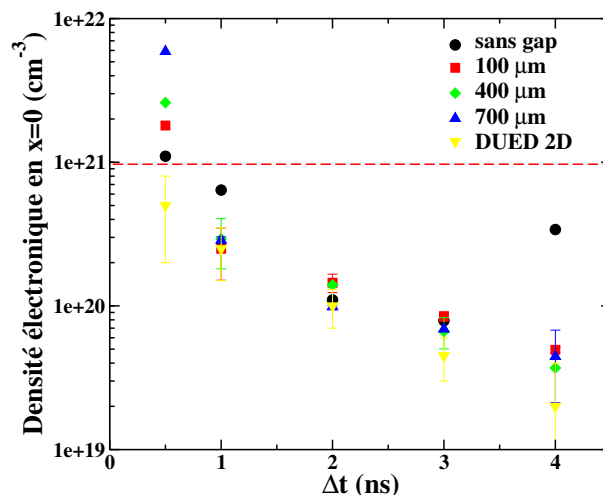


FIGURE 3.39 – Évolution de la densité électronique au niveau de la surface de la cible en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal pour l'ensemble des gaps. Les mesures sont comparées aux calculs réalisés avec le code DUED 2D.

Les longueurs du gradient de pré-plasma en face avant ainsi que la densité électronique au niveau de la surface ont été calculées sur la base de ces cartographies. Les résultats sont représentés par des triangles jaunes orientés vers le bas sur les figures 3.38 et 3.39. Il apparaît que les données expérimentales sont bien reproduites par les calculs. Notamment, il faut noter que les densités électroniques au niveau de la surface de la cible, n_0 , sont en accord avec celles obtenues par extrapolation des mesures par interférométrie. Pour un délai de 0,5 ns la densité électronique du plasma au niveau de la cible est de l'ordre de grandeur ou est supérieure à la densité critique du plasma. Cette dernière est atteinte à une distance d'une centaine de micromètres en amont de la cible de CH. Par contre pour tous les autres délais, l'impulsion principale interagit avec un plasma sous-critique. L'impulsion laser peut donc pénétrer dans le gap. Ces observations sont en accord avec les simulations hydrodynamiques réalisées par A. Compant La Fontaine qui a montré que la transition d'un plasma surcritique à un plasma sous-critique s'opère pour un délai de l'ordre de 0,5 ns pour les conditions du faisceau de chauffage considérées (*cf.* figure 3.7). Dans le cas d'une cible sans gap, la densité électronique en $x = 0$ rejoint la valeur de la densité du solide (convertisseur de tantale) et l'impulsion laser ne pourra pas se propager en $x > 0$ quel que soit le délai Δt .

Simulations DUED 2D, cible de CH de $1 \mu\text{m}$

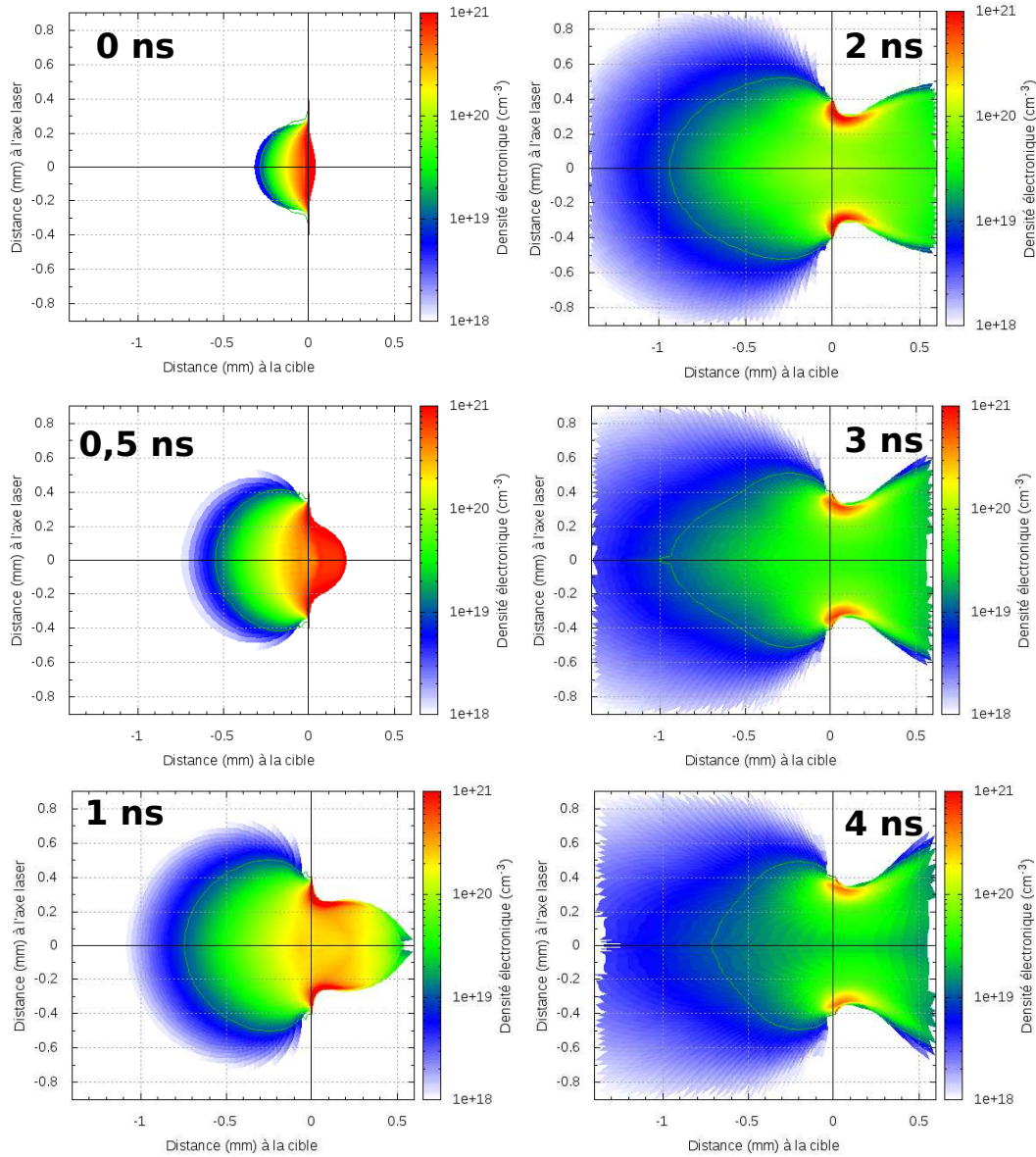


FIGURE 3.40 – Densités électroniques calculées par le code DUED pour les différents délais. La cible de CH est positionnée en $x=0$ et s'étend sur $1 \mu\text{m}$ vers les abscisses positives. La partie gauche de la figure représente donc le pré-plasma en face avant et la partie droite le plasma en face arrière de la cible. Calculs réalisés par T.Vinci du LULI.

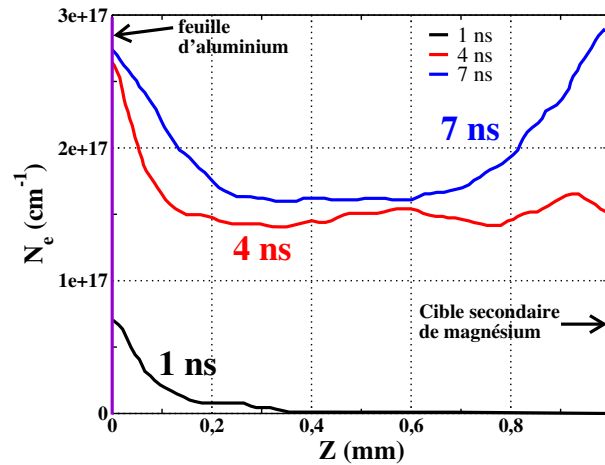


FIGURE 3.41 – Densités électroniques du plasma d'aluminium mesurées par Renner et al. à différents instants après le tir laser [Ren11]. A partir de 4 ns l'espace de 1 mm entre les deux cibles est rempli.

L'accord entre les calculs et les mesures des caractéristiques du pré-plasma en face avant de la cible semble valider l'utilisation du code DUED pour caractériser le pré-plasma en face avant de la cible. Nous allons utiliser le code pour estimer les caractéristiques du plasma en face arrière dans le gap. L'extension du pré-plasma dans le gap est caractérisée à partir des images en 2D de la densité électronique du plasma de la figure 3.40. Ces images permettent de déterminer si le plasma a atteint le bloc de tantale et remplit le gap (densité électronique supérieure à 10^{18} cm^{-3}) ou si le plasma est encore en expansion au moment de l'arrivée du faisceau principal. Le tableau 3.3 donne le temps nécessaire pour que le gap soit rempli. Le code DUED ne permet pas de connaître l'évolution de la densité électronique dans le gap après ces temps caractéristiques. En effet, il s'agit d'une détente dans le vide et le code n'est pas capable de calculer une détente de plasma confinée dans l'espace comme cela se produit dans le gap.

Renner et al. ont étudié l'expansion d'un plasma d'aluminium entre deux feuilles (Al et Mg) espacées de 1 mm sur le laser PALS (Prague) [Ren11]. La densité électronique du plasma d'aluminium qu'ils ont mesurée est présentée sur la figure 3.41. Dans cette étude, l'espace entre les deux feuilles est rempli en moins de 4 ns, ce qui donne des temps caractéristiques de remplissage équivalents à ceux déterminés avec DUED malgré des conditions lasers un peu différentes (énergie : 44 J, durée FWHM : 0,3 ns, intensité : $3,6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$). Notons que

les auteurs montrent que la densité électronique est homogène au premier ordre dans le gap lorsque le plasma le remplit.

Gap (μm)	100	400	700
Temps nécessaire pour que le gap soit rempli (ns)	0,5	1	2

Tableau 3.3 – Délais caractéristiques de remplissage du gap.

5.2 Température du faisceau d'électrons pour l'ensemble des tirs

Les températures électroniques, obtenues pour l'ensemble des tirs effectués lors de l'expérience sur ELFIE, sont présentées en fonction du délai Δt sur la figure 3.42 pour chacun des gaps. La température a été extraite par l'empilement d'écrans photostimulables pour l'ensemble des tirs et par l'activation nucléaire lorsque les échantillons de carbone étaient activés. Les températures mesurées pour la cible sans gap sont également reportées. Comme les gradients de pré-plasma en face avant sont indépendants du gap, les températures sont cette fois-ci tracées en fonction du délai entre les deux faisceaux pour pouvoir les comparer entre les différentes cibles. Pour un délai de 4 ns et une cible sans gap, les caractéristiques du plasma ne sont pas dans la continuité des autres délais et la valeur de la température n'a pas été reportée. Quel que soit le gap, les valeurs mesurées de la température sont supérieures au MeV et varient entre 1,5 et 6 MeV. Pour une cible sans gap et avec un gap de 700 μm , la valeur de la température fluctue autour de 3 MeV quel que soit le délai. Par contre, pour un gap de 100 μm et 400 μm , il semble qu'il y ait un délai pour lequel la valeur de la température est maximale. Pour un gap de 100 μm , la valeur de la température est de 2,5 MeV pour les faibles délais puis croît jusqu'à environ 4 MeV pour des délais de 1 à 2 ns et décroît ensuite pour des délais supérieurs. Pour un gap de 400 μm , la valeur de la température est inférieure à 2 MeV pour les faibles délais puis croît au-delà de 4 MeV pour des délais de 1 à 2 ns et décroît ensuite pour des délais supérieurs. L'optimum est donc atteint dans ces deux cas pour un délai de 1 à 2 ns. Nous avons montré dans la partie précédente que le phénomène d'autofocalisation pouvait intervenir en face avant pour les gradients correspondants à ces délais. Les deux maxima en température obtenus pour des gaps de 100 μm et 400 μm

laissent suggérer la possibilité de nouveaux phénomènes d'autofocalisation dans le plasma contenu dans le gap ($x > 0$) lorsque ce dernier est rempli.

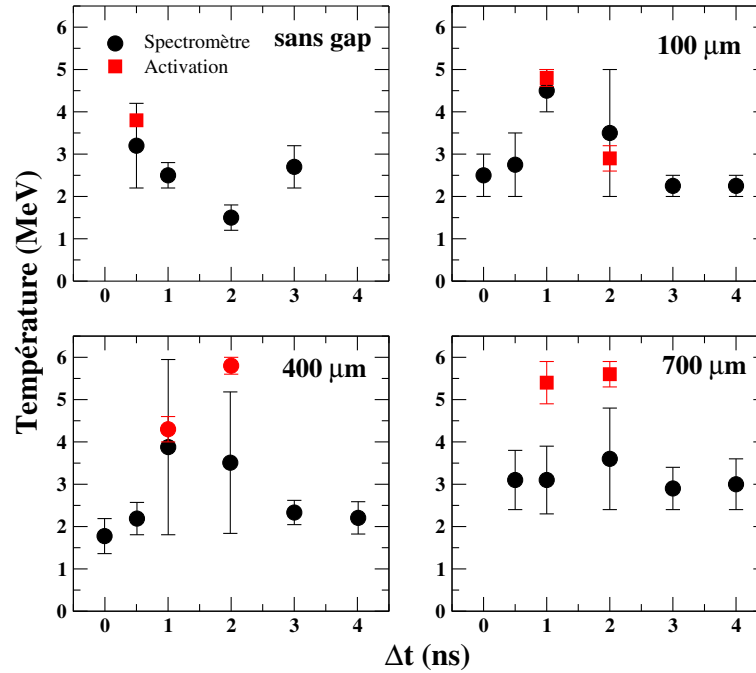


FIGURE 3.42 – Température électronique en fonction du délai Δt pour l'ensemble des tirs.

5.3 Nombre d'électrons accélérés en fonction du délai Δt entre les tirs

La figure 3.43 présente le nombre d'électrons de plus de 10 MeV en fonction du délai Δt pour chacun des gaps. Le nombre d'électrons de plus de 10 MeV a été extrait soit par la méthode n'utilisant que l'activation nucléaire lorsque la température pouvait être extraite par ce moyen (*cf.* partie 3.2) soit par la méthode par activation nucléaire associée à l'empilement d'écrans photostimulables dans les autres cas (*cf.* partie 3.4). Le seuil de détection lié à la sensibilité sur les taux d'activation des échantillons de cuivre de la croix d'activation est de l'ordre de 10^9 électrons. Lorsque le nombre d'électrons est en dessous de ce seuil, le nombre de réactions dans les échantillons de cuivre est trop faible pour pouvoir être compté, seule une limite supérieure sur le nombre d'électrons peut être donnée.

Le nombre d'électrons de plus de 10 MeV accélérés pour une cible sans gap est reporté pour rappel. Comme cela a déjà été mentionné dans la partie précédente, dans ce cas, le nombre d'électrons décroît avec le délai (ou la longueur du gradient de pré-plasma). Pour une cible avec gap, l'évolution du nombre d'électrons avec le délai est sensiblement différente. En effet, au lieu d'observer une diminution du nombre d'électrons avec le délai, on constate que le nombre d'électrons passe par un maximum supérieur à 10^{11} électrons pour des cibles avec gap. Le délai pour lequel ce maximum est atteint dépend de la dimension du gap : plus le gap est grand plus le délai optimal est grand. Pour un gap de 100 μm , il est atteint pour un délai de 1 ns, pour un gap de 400 μm , il est atteint pour un délai compris entre 1 et 2 ns et pour un gap de 700 μm , il est atteint pour un délai de 2 ns. On remarque que ces délais correspondent aux temps caractéristiques de remplissage du gap donnés dans le tableau 3.3.

Pour des délais de 0,5 ns, le plasma à l'intérieur ou à l'entrée du gap est sur-critique quelle que soit la taille du gap (voir figure 3.39). L'impulsion ne peut alors pas pénétrer dans le gap ($x > 0$) et les électrons doivent être accélérés exclusivement dans le pré-plasma en face avant. Ce scénario est corroboré par un nombre d'électrons qui est du même ordre de grandeur quelle que soit la cible pour des délais de 0 ns et de 0,5 ns. On rappelle que pour des délais supérieurs à 1 ns on constate que le nombre d'électrons accélérés dans la cible sans gap est inférieur 10^9 . Comme le pré-plasma en face avant de la cible ne dépend pas de la taille du gap, les électrons que l'on détecte en quantité pour des cibles avec gap doivent donc être accélérés dans le plasma en face arrière de la cible de CH. En accord avec la conclusion de la partie 5.2, ces résultats montrent clairement que l'impulsion laser interagit fortement avec le plasma contenu dans le gap pour des délais suffisamment élevés.

5.4 Ouverture angulaire du faisceau d'électrons

La figure 3.44 présente l'ouverture angulaire σ_θ (écart-type) du faisceau d'électrons, mesurée au moyen de la croix d'activation, en fonction du délai Δt pour chacun des gaps. L'ouverture angulaire pour une cible sans gap est également tracée. Pour une cible avec un gap de 700 μm , l'ouverture angulaire est d'environ 15° et ne semble pas dépendre fortement du délai. Ce comportement est très similaire à celui observé dans le cas de la cible sans gap. Par contre, pour les cibles avec des gaps de 100 μm et de 400 μm , on observe une variation plus prononcée de l'ouverture angulaire. Dans le cas d'un gap de 100 μm , celle-ci semble atteindre une valeur minimale de 20° pour de faibles délais puis croître avec le

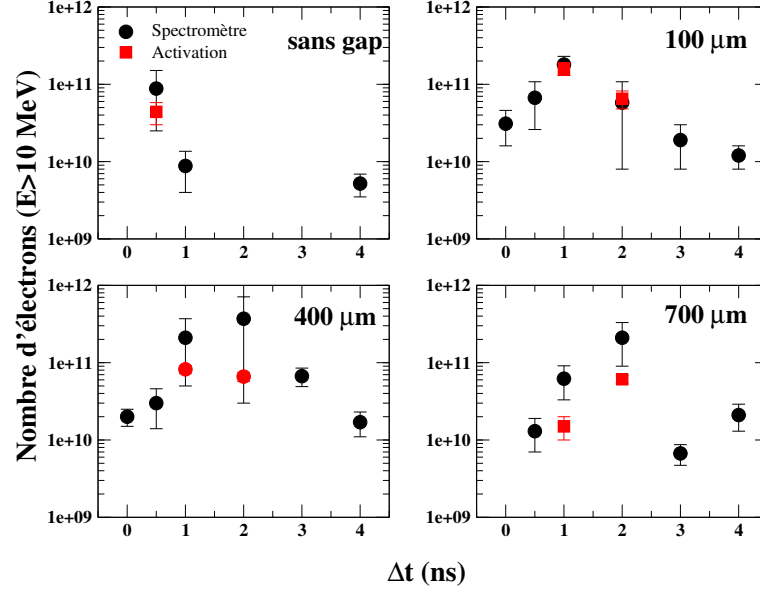


FIGURE 3.43 – Nombre d'électrons de plus de 10 MeV en fonction du délai Δt pour l'ensemble des tirs.

délai jusqu'à 20° pour un délai de 4 ns. Au contraire, pour une cible avec un gap de $400\ \mu\text{m}$, la valeur maximale de l'ouverture angulaire est atteinte pour de faibles délais (25° d'ouverture angulaire pour un délai de 0 ns) puis elle décroît jusqu'à une quinzaine de degrés pour des délais plus importants. À ce stade, il est difficile d'interpréter ces résultats mais là encore des comportements différents sont observés selon la nature de la cible, laissant suggérer des mécanismes d'interaction de l'impulsion laser dans le plasma contenu dans le gap.

5.5 Taille de la source de photons

La figure 3.45 présente la taille de la source de photons en fonction du délai Δt pour chacun des gaps. L'évolution de la taille de la source pour la cible sans gap a également été reportée pour rappel. On constate que l'évolution de la taille de la source en fonction du délai Δt dépend très fortement de la taille du gap. Ceci est très visible lorsque l'évolution de la taille de la source pour une cible sans gap est comparée à celle pour une cible avec un gap de $700\ \mu\text{m}$. Pour le premier type de cible, la taille de la source augmente avec le délai pour atteindre une valeur asymptotique d'environ $400\ \mu\text{m}$, tandis que pour le second type de cible

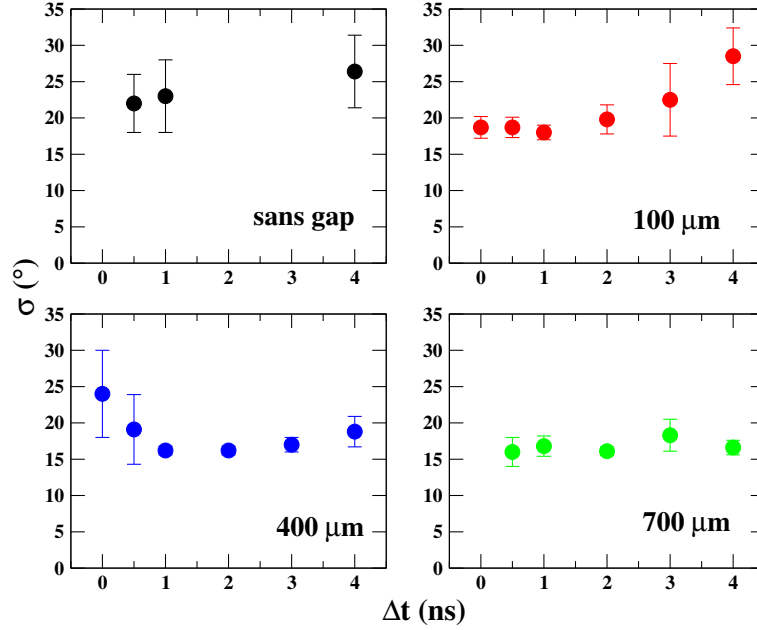


FIGURE 3.44 – Évolution de l'ouverture angulaire du faisceau d'électrons en fonction du délai Δt pour l'ensemble des tirs.

la taille de la source présente un minimum de $350 \mu\text{m}$ pour un délai de 2 à 3 ns.

Pour des délais de 0 ns et 0,5 ns, la taille de la source augmente avec la taille du gap. Pour ces petits délais, nous avons montré que l'impulsion laser interagit avec un plasma surcritique et ne peut pas pénétrer dans le gap. Les observables telles que T , N_e et σ_θ ne paraissent pas dépendre de taille du gap, ce qui laisse suggérer que le couplage a lieu préférentiellement dans le pré-plasma en amont de la cible (pré-plasma surcritique au niveau de la cible fig. 3.39). Dans ce schéma, la distance parcourue par les électrons avant d'être convertis dans le bloc de tantale est d'autant plus grande que le gap est grand, ce qui a pour conséquence d'augmenter la taille de la source de photons produite dans le convertisseur de tantale.

Pour des délais plus grands, l'impulsion laser peut pénétrer dans le gap (plasma sous-critique au niveau de la cible) et la distance source d'électrons/tantale diminue. Un tel schéma est compatible avec une diminution des tailles de sources photons avec le délai pour des cibles avec gap en comparaison des sources générées dans les cibles sans gap. Cette observation signe à nouveau des mécanismes d'accélération d'électrons dans le plasma contenu dans le gap

lorsqu'il devient sous-critique.

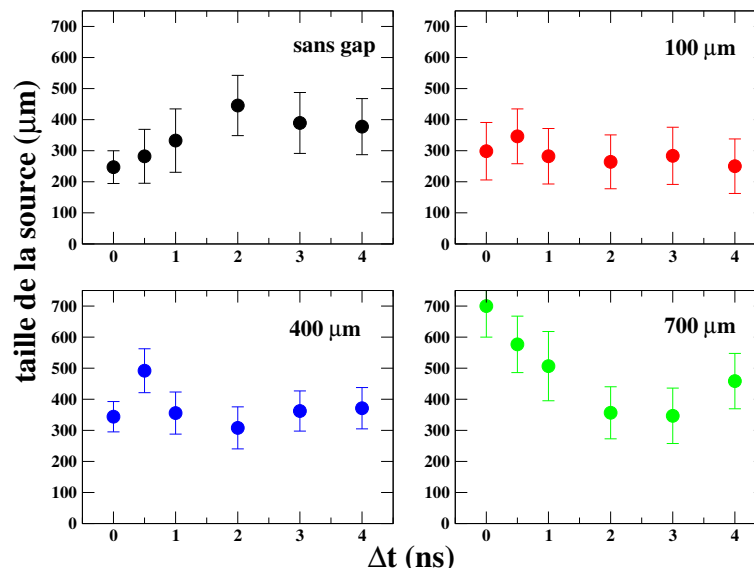


FIGURE 3.45 – Evolution de la taille de la source d'électrons en fonction du délai Δt pour l'ensemble des tirs.

5.6 Synthèse

Les mesures d'interférométrie ont permis de montrer que la forme du plasma en face avant de la cible (longueur du gradient et densité électronique au niveau de la cible) ne dépend que du délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal et non de la dimension du gap de la cible. Pour un délai fixé, les conditions du plasma rencontrées par le faisceau principal en face avant de la cible sont donc les mêmes, quelle que soit la dimension du gap en face arrière. Cependant pour les tirs sur des cibles avec un gap et pour des délais supérieurs à 1 ns pour lesquels le plasma est sous-critique, on constate que le faisceau d'électrons a des caractéristiques qui dépendent très fortement de la taille du gap. Notamment on a pu constater que la température, le nombre d'électrons de plus de 10 MeV et la taille de la source sont plus grands en présence d'un gap et que la divergence du faisceau présente un minimum. Ces mesures tendent à montrer qu'un couplage du laser se produit avec le plasma contenu dans le gap et qu'on a donc de nouveaux paramètres liés au confinement du pré-plasma pour optimiser une source d'électrons de haute énergie.

6 Conclusion

Ce chapitre a présenté une étude des effets du pré-plasma sur l’accélération des électrons par l’interaction d’un laser intense (10^{18} W/cm^2) et de courte durée ($< \text{ps}$) sur une cible mince de polyéthylène. Cette problématique s’inscrit dans le cadre d’une campagne expérimentale menée par le groupe depuis plusieurs années. Une première expérience réalisée en 2007 sur l’installation Alisé du CEA a montré que la longueur du gradient de pré-plasma joue un rôle important dans les caractéristiques des électrons accélérés. Pour une longueur de gradient comprise entre 15 et 60 μm , plus la longueur du gradient de pré-plasma est importante plus la température du faisceau d’électrons et leur nombre est important.

Dans la continuité de cette première expérience, une seconde expérience a été réalisée en 2011 sur l’installation ELFIE du LULI. Celle-ci a eu pour objectif d’étudier les caractéristiques du faisceau d’électrons pour des longueurs de gradient de pré-plasma plus importantes ($100 < L < 600 \mu\text{m}$). Cette expérience a permis de mettre en évidence que les mécanismes qui conduisent à une augmentation de la température et du nombre d’électrons accélérés avec la longueur du gradient de pré-plasma pour $L < 60 \mu\text{m}$ atteint un régime de saturation pour $L > 100 \mu\text{m}$. Les observations suggèrent la présence de phénomènes d’autofocalisation de plus en plus en amont de la cible lorsque le gradient L de pré-plasma augmente, ce qui se traduit par une chute du nombre d’électrons de plus de 10 MeV, et une augmentation de la taille de la source de photons.

Lors de l’expérience sur l’installation ELFIE, des cibles complètement sous-critiques ont également été étudiées. Les données expérimentales ont permis de mettre en évidence un effet d’augmentation de la température et du nombre d’électrons dans le gap qui suggère que des phénomènes d’autofocalisation en arrière de la cible peuvent intervenir dans le cas de cibles sous-critiques.

Des simulations numériques faisant intervenir des codes hydrodynamiques, des codes PIC et des codes Monte Carlo sont encore nécessaires pour l’interprétation de l’ensemble des données. Cependant, il apparaît que le confinement d’un plasma sous-critique dans un gap ouvre de nouvelles possibilités pour l’optimisation de sources d’électrons (et donc de photons) de haute énergie ($> \text{MeV}$).

Production d'une source d'X par interaction d'une impulsion femtoseconde avec une cible liquide

Ce chapitre présente une expérience dont le but est d'optimiser une source X à haute cadence produite par l'interaction d'une impulsion laser avec une cible liquide de gallium. L'expérience a été réalisée auprès du laser AURORE du Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) cadencé à 1 kHz. Le dispositif expérimental sera présenté. Nous décrirons la méthode par laquelle les spectres X sont mesurés. Les résultats expérimentaux seront présentés puis discutés. Finalement une interprétation théorique sera proposée.

1 Introduction

L'interaction d'une impulsion laser intense et de durée courte avec un plasma permet de produire des faisceaux d'électrons dont la distribution en énergie dépend de l'intensité laser et des caractéristiques de la cible (*cf.* chapitre 1). Ces faisceaux d'électrons peuvent facilement être convertis en faisceau X par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) dans la cible elle-même ou dans un convertisseur de tantale situé derrière. Le chapitre 3 présente la production d'une source d'électrons de haute énergie ($> \text{MeV}$). Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la production d'une source X de plus basse énergie (quelques dizaines de keV) à haute cadence. La gamme en énergie, l'intensité ainsi que la courte durée ($< \text{ps}$) de ces sources présentent un intérêt pour l'étude de l'excitation nucléaire dans les plasmas [Han07, Gob08, Gob11], dans le domaine de l'imagerie médicale [Gib96] ou encore pour la spectroscopie EXAFS [Eas84]. Les cibles solides minces présentent l'inconvénient de limiter la cadence de production des faisceaux d'X car elles sont détruites lors de chaque tir laser. L'utilisation de cibles se déplaçant à grande vitesse (jusqu'à quelques μm par ms pour les disques rotatifs ou les bandes

déroulantes), de jets de gaz ou encore de cibles liquides permet de contourner ce problème [Che93, Cla00, Sna00, Fuc05, Ril05].

Les cibles liquides présentent l'avantage de se régénérer entre les tirs. Plusieurs expériences sur cibles liquides ont été menées en utilisant de l'eau [Li03], du mercure [Jia03], de la graisse à vide [Vol04], de l'indium, du bismuth [Iva10] ou encore du gallium fondu [Sch94, Gor07]. Parmi tous ces matériaux, le gallium, élément de numéro atomique $Z=31$, possède des propriétés physico-chimiques intéressantes pour constituer une cible liquide. Sa température de fusion, $29,8\text{ }^{\circ}\text{C}$, est basse [Kor02]. Sa faible viscosité permet une régénération très rapide de la surface impactée par le laser et permet ainsi une cadence de tir élevée (au moins jusqu'à 1 kHz) [Kor02, Iva11]. Finalement sa pression de vapeur saturante est suffisamment basse pour pouvoir l'utiliser sous vide et ainsi éviter l'absorption des photons de basse énergie dans l'air [Iva11].

De précédentes études par K. Ivanov et al. ont montré qu'une source X pouvait ainsi être créée avec un taux de répétition de 1 kHz [Iva11]. Les auteurs ont montré qu'avec un laser Ti:Sa dont l'énergie est de 2 mJ , la durée de 100 fs et l'intensité de $5 \times 10^{16}\text{ W/cm}^2$, il est possible de produire une source X dont la distribution en énergie atteint quelques dizaines de keV. Ils ont également montré que la source X est stable sur plusieurs heures en ajustant le point de focalisation pour compenser la baisse du niveau de gallium par évaporation.

2 Travaux antérieurs sur des cibles de gallium liquide

Une première étude a été réalisée par D. Uryupina et al. pour optimiser une source d'X à partir d'une cible de gallium liquide [Ury12]. L'étude a été réalisée sur un laser Ti:Sa cadencé à 10 Hz . La cible de gallium était chauffée à une température maximale de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$. L'enveloppe temporelle de l'impulsion laser qui a été utilisée est présentée sur la figure 4.1. La polarisation du faisceau pouvait être modifiée par une lame demi-onde pour être soit de type p (parallèle au plan d'incidence) soit de type s (perpendiculaire au plan d'incidence). L'impulsion principale avait une durée de 55 fs , une énergie de 1 mJ et une intensité de $4 \times 10^{16}\text{ W/cm}^2$. Elle était accompagnée de deux pré-impulsions d'une durée de quelques femtosecondes. La première était en avance de $12,5\text{ ns}$. Son intensité a pu être modifiée de 10^{10} à $4 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$ en ajustant une cellule de Pockels qui permet de moduler l'énergie dans la pré-impulsion. Ainsi un contraste entre la

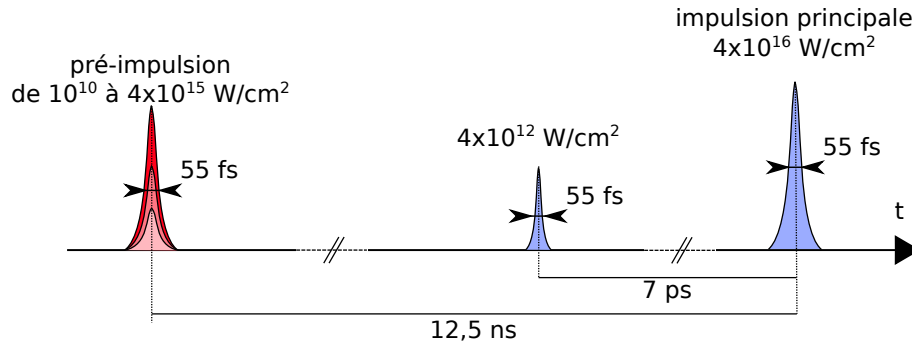


FIGURE 4.1 – Profil temporel de l'impulsion laser de l'expérience réalisée par D. Uryupina et al. [Ury12]. L'impulsion principale est précédée de 2 pré-impulsions. L'énergie de la pré-impulsion, arrivant 12,5 ns avant, est réglable.

pré-impulsion et l'impulsion principale compris entre 4×10^6 et 10 a été obtenu. Il faut noter, que dans cette étude, la définition du contraste est l'inverse de celle donnée dans le chapitre 1. Il s'agit du rapport de l'intensité de l'impulsion principale sur l'intensité de la pré-impulsion. La seconde pré-impulsion, d'une intensité de $4 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, était en avance de 7 ps. Elle était présente et d'intensité constante sur l'ensemble des tirs. L'intensité de cette pré-impulsion était suffisante pour ioniser la cible. Notons cependant, que l'expansion du plasma reste faible sur une échelle de temps de 7 ps (sans doute $< \mu\text{m}$). L'impulsion à 12,5 ns ionisait ou non la cible selon la valeur du contraste [Ury12, Zer98, Pet96]. Sur une échelle de temps de 12,5 ns, le plasma peut s'étendre sur une grande distance ($> 10 \mu\text{m}$) et l'impulsion principale pouvait interagir avec un plasma plus ou moins détendu.

La distribution en énergie des X émis par le gallium a été mesurée par deux méthodes. Une diode silicium (PIN Amptek XR-100CR) a été utilisée dans un régime de détection photon par photon pour caractériser directement la partie basse énergie du spectre d'X, de 5 à 15 keV, avec une résolution de 250 eV. Les spectres mesurés ont été construits sur 10 000 tirs lasers avec un taux de comptage limité de 1 à 2 photons pour 10 tirs lasers assurant ainsi un bon rapport signal sur bruit sur la gamme en énergie étudiée (*cf.* paragraphe 4.2 pour une discussion de ce critère). La distribution en énergie des X a également été mesurée par un système de 2 scintillateurs NaI, fonctionnant tir à tir, avec des filtres constitués de feuilles fines de métal (Be, Al, Ta) de différentes épaisseurs en entrée. Le fonctionnement de ce diagnostic ainsi que la méthode d'analyse mise en oeuvre

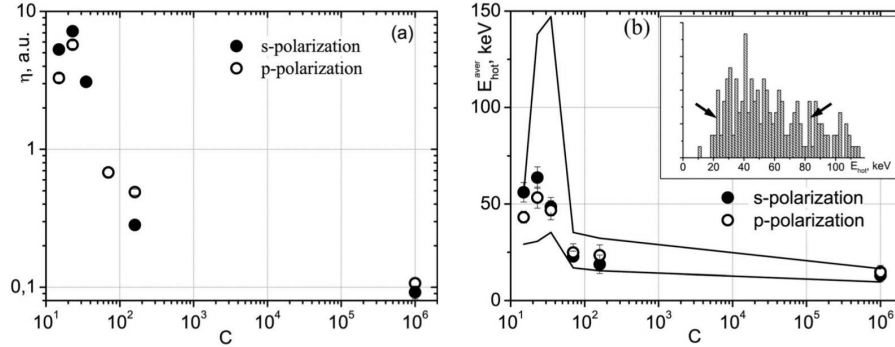


FIGURE 4.2 – a) Taux d'X dont l'énergie est supérieure à 3 keV et b) énergie moyenne (température) des photons en fonction du contraste C pour un faisceau principal dont la polarisation est de type p ou s [Ury12].

pour extraire l'énergie moyenne (température) des photons sont décrits en détail dans l'article de Gordienko et al. [Gor02]. La température de la distribution des X est obtenue en intégrant la totalité du signal sur chacun des scintillateurs. Les deux détecteurs ayant des filtres différents, et donc des seuils en énergie différents, la température photonique est obtenue à partir du rapport des deux intégrales. Les 2 jeux d'absorbants utilisés pour mesurer la température sont Be(2 mm)+Al(0,5 mm) et Be(2 mm)+Al(0,5 mm)+Ta(26 μ m). Ces épaisseurs ont été choisies pour éliminer la contribution des K_β du Gallium à 11 keV. Le taux d'X ainsi que l'énergie moyenne des photons sont présentés sur la figure 4.2 en fonction du contraste. On peut voir que le nombre de photons ainsi que la température présentent des valeurs maximales pour une valeur du contraste de la pré-impulsion à 12,5 ns comprise entre 20 et 30 (intensité de la pré-impulsion comprise entre $1,3$ et 2×10^{15} W/cm²).

Une étude du plasma par ombroscopie a également été menée pour analyser l'état de la cible au moment de l'arrivée de l'impulsion principale pour une valeur du contraste de 25 ($I=1,6 \times 10^{15}$ W/cm²) qui donne le maximum de la température et de taux d'X pour un délai de 12,5 ns. La figure 4.3 présente les images d'ombroscopie obtenues par D. Uryupina et al. [Ury12]. Ces images ont été obtenues au moyen d'un faisceau sonde doublé en fréquence. Lorsqu'il traverse une zone de plasma dans laquelle la densité électronique est supérieure à la densité critique, il est réfléchi, ce qui donne lieu à une zone sombre sur l'image. Les parties claires de l'image correspondent aux zones du plasma où la densité électronique est inférieure à la densité critique et dans lesquelles le faisceau

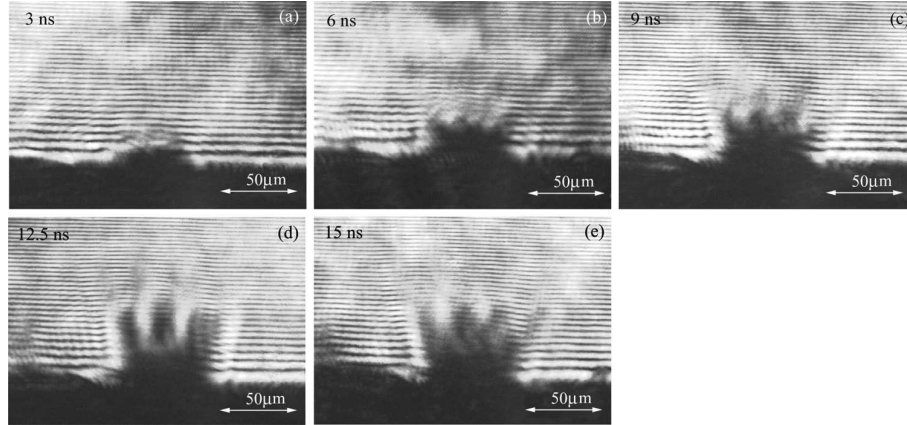


FIGURE 4.3 – Image d’ombroscopie de la surface du gallium obtenue pour différents délais entre la pré-impulsion et l’impulsion principale. D’après D. Uryupina et al. [Ury12]

sonde peut se propager. Des tirs ont été spécialement dédiés à la réalisation de ces images. L’énergie de l’impulsion principale a été ramenée à celle de la pré-impulsion précédente ($40 \mu\text{J}$). Le délai entre l’impulsion (d’intensité équivalente à celle de la pré-impulsion du faisceau précédent) et le faisceau sonde permet de sonder la surface du gallium à différents instants. Pour un délai de 3 ns, la surface du gallium est affectée sur un volume de $10 \times 60 \times 60 \mu\text{m}^3$. Pour un délai de 6 ns des inhomogénéités commencent à apparaître à la surface du gallium. Pour des délais supérieurs, on distingue clairement la formation de 3 à 4 jets de gallium de 30 à 70 μm de long et de 10 μm de large. Ces structures sont particulièrement prononcées pour un délai de 12,5 ns qui correspond à l’instant d’application de l’impulsion principale et à la configuration pour laquelle le taux de production d’X et leur énergie moyenne atteignent leur valeurs maximales. Ainsi selon le délai entre la pré-impulsion et l’impulsion principale, l’état de surface du gallium vu par le faisceau principal est complètement différent. Ceci peut induire une modification du couplage du faisceau principal avec le plasma, comme montré dans la référence [Ury12]. Ce point est discuté dans la partie 6 de ce chapitre.

3 Dispositif expérimental

L’expérience présentée dans ce chapitre s’est déroulée au Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) sur l’installation AUREORE. Elle a été réalisée en collaboration avec l’équipe de A. Savel’ev du *Joint Laboratory of Relativistic*

Laser Plasma de l'université de Moscou. Le but était de reproduire l'expérience décrite au paragraphe précédent sur une installation laser à plus haute cadence pour accumuler davantage d'événements et confirmer les résultats obtenus. Pour cette étude, le contraste entre la pré-impulsion et l'impulsion principale a été gardé constant. C'est le délai entre la pré-impulsion et l'impulsion principale qui a été modifié de façon à étudier la dépendance des caractéristiques de la source d'X avec la dynamique d'expansion du plasma et des jets.

Deux faisceaux lasers d'une durée d'impulsion de 40 fs, d'une longueur d'onde de 800 nm et cadencés à 1 kHz ont été utilisés. L'un des deux faisceaux est appelé faisceau principal. Au niveau de la cible, son énergie est de 5 mJ, sa polarisation est de type p et son intensité est de 2×10^{16} W/cm². Le deuxième faisceau est appelé pré-impulsion, son énergie sur cible est de 135 µJ, il est polarisé s et son intensité est de $5,4 \times 10^{14}$ W/cm². Le contraste entre les deux faisceaux est de 37. Le délai entre les deux faisceaux est ajustable entre -1 et 10 ns. Lorsqu'il est positif, la pré-impulsion est en avance par rapport au faisceau principal. Quelques tirs ont été réalisés avec le faisceau principal arrivant en premier sur la cible, dans ce cas le délai est négatif.

La figure 4.4 présente le trajet optique des deux faisceaux. Le faisceau principal passe par une ligne à retard qui permet de faire varier son délai avec la pré-impulsion. Une lame séparatrice, LS1, de 90% de transmission et de 10% de réflexion (T90/R10) permet de le séparer en deux parties : une composante de basse énergie qui constitue le faisceau sonde et une composante de haute énergie orientée vers une nouvelle lame séparatrice, LS2 (T30/R70). En sortie de cette deuxième lame, la composante de plus haute énergie est focalisée par une lentille de 20 cm de focale sur la cible, tandis que la composante de plus basse énergie est envoyée sur l'écran E pour le réglage spatial du faisceau principal et de la pré-impulsion. La pré-impulsion passe également par la lame séparatrice LS2 et la composante haute énergie est envoyée sur l'écran E alors que la composante de basse énergie est focalisée sur la cible par la même lentille que le faisceau principal. Après la lame séparatrice LS2, les composantes haute et basse énergie, respectivement, du faisceau principal et de la pré-impulsion suivent le même trajet optique jusqu'à l'écran E. Ils sont réglés de manière à ce que leur juxtaposition sur l'écran assure une juxtaposition des deux taches focales sur la cible de gallium. Les deux faisceaux ont un angle d'incidence de 45° par rapport à la surface de la cible liquide de gallium.

Le gallium de la cible est contenu dans un creuset où il est maintenu, liquide, à une température constante de 150 °C grâce à une résistance chauffante [Tik02].

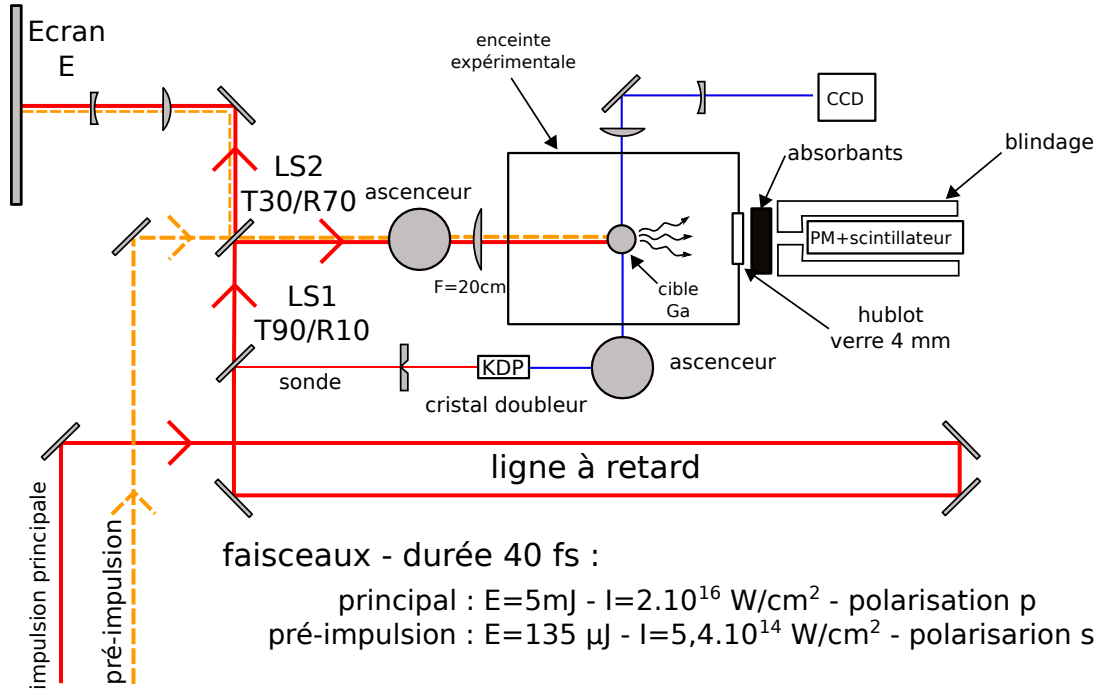


FIGURE 4.4 – Dispositif expérimental : trajets optiques des faisceaux et emplacement du scintillateur utilisé pour la mesure des spectres X.

La surface du gallium a été imagée par ombroscopie au moyen du faisceau sonde. Comme celui-ci est prélevé par la lame $LS1$, il est synchronisé avec le faisceau principal. Il est doublé en fréquence par un cristal de KDP et passe parallèlement à la surface du gallium et perpendiculairement au faisceau principal. La surface de la cible est imagée par une lentille sur une caméra CCD. La durée du faisceau sonde (40 fs) permet d'obtenir une image de la surface du gallium liquide au moment de l'arrivée du faisceau principal. Cependant le temps d'ouverture de la caméra CCD est de l'ordre de quelques dizaines de ms et l'image finale est une moyenne sur quelques dizaines de tirs lasers. Ces images n'ont donc pas la même netteté que les images de la figure 4.3

La figure 4.5 présente deux images d'ombroscopie. La figure de gauche présente une image sans pré-impulsion, la surface du gallium (en-bas de l'image) est plane. La figure du centre présente une image d'ombroscopie avec une pré-impulsion de $135\text{ }\mu\text{J}$ arrivée 8,5 ns avant le faisceau sonde. La surface du gallium n'est plus

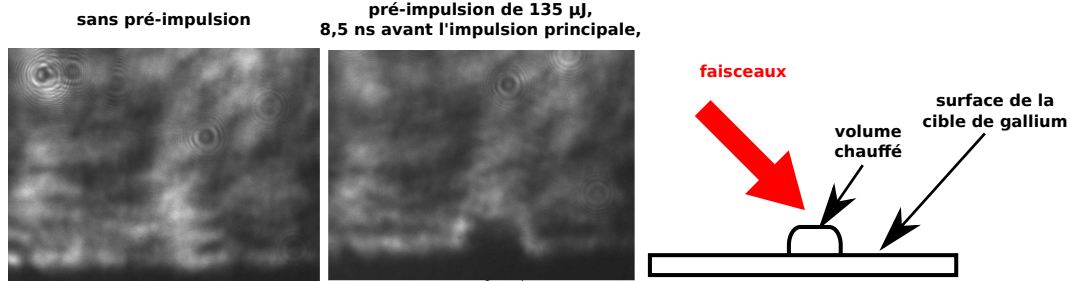


FIGURE 4.5 – Images d’ombroscopie obtenues sans (à gauche) et avec (au centre) une pré-impulsion de polarisation s pour un délai de 8,5 ns. À droite, schéma de l’image d’ombroscopie obtenue avec la pré-impulsion.

plane et on peut observer une structure équivalente à celle de la figure 4.3. La partie droite de la figure présente un schéma de l’image d’ombroscopie obtenue avec la pré-impulsion pour faciliter la lecture des images.

Nous allons maintenant décrire le dispositif expérimental mis en œuvre pour la détection des X produits lors de l’interaction de l’impulsion principale avec la cible et la mesure de leur distribution en énergie.

4 Caractérisation du spectre d’X

La distribution en énergie des X émis par la cible de gallium comprend une composante de *bremsstrahlung*, sur laquelle se superposent les raies de fluorescence du gallium (raies K_α à 9,25 keV, raies K_β à 10,3 keV, raies L autour de 1 keV...). La partie haute énergie (supérieure à quelques keV) du spectre de *bremsstrahlung* peut être décrite, au premier ordre, par une exponentielle décroissante de la forme :

$$\frac{dN}{dE}(E) = \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=0} \exp(-E/T) \quad (4.1)$$

où $\frac{dN}{dE}$ est le nombre de photons dans une gamme en énergie dE autour de E et où T est l’énergie moyenne des photons. On peut également définir la grandeur $N_{photons}^{E_s}$ comme le nombre de photons émis par la cible, dont les énergies sont supérieures à une énergie seuil E_s . La grandeur $N_{photons}^{E_s}$ est l’intégrale de la distribution définie précédemment sur toutes les énergies E supérieures à E_s :

$$N_{photons}^{E_s} = \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=0} \int_{E_s}^{\infty} \exp(-E/T) dE \quad (4.2)$$

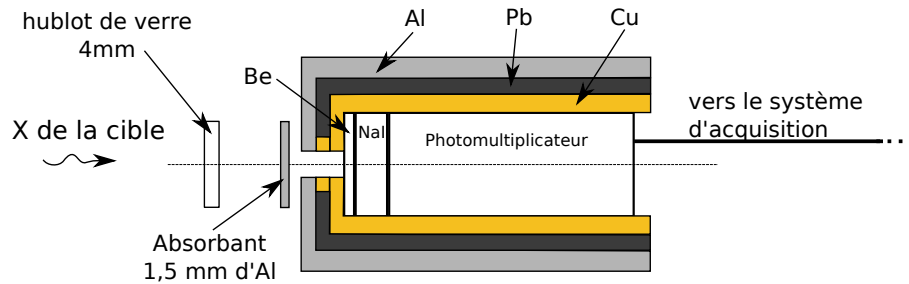


FIGURE 4.6 – Schéma du scintillateur et de son blindage.

Afin de caractériser cette partie haute énergie du spectre d'X un scintillateur inorganique d'iodure de sodium a été placé à l'extérieur de la chambre expérimentale, comme indiqué sur la figure 4.4. Nous allons maintenant décrire le fonctionnement et les contraintes expérimentales liées au choix de ce détecteur ainsi que l'analyse mise en œuvre pour extraire le spectre en énergie des X émis lors de l'interaction laser/matière.

4.1 Détecteur et chaîne électronique d'acquisition

Le spectre de photons a été mesuré au moyen d'un ensemble scintillateur et photomultiplicateur schématisé sur la figure 4.6. Le scintillateur NaI utilisé est cylindrique de 2,54 cm de rayon et de 5 mm d'épaisseur. Il est placé à une distance de 24,4 cm de la cible. Il est entouré d'un capot en aluminium de 1 mm d'épaisseur. La particule incidente pénètre dans le scintillateur au travers d'une fenêtre de béryllium de 300 μm d'épaisseur. Le scintillateur et le photomultiplicateur sont entourés d'un blindage constitué de plusieurs couches de matériaux de différentes épaisseurs qui arrêtent les photons diffusés ne provenant pas directement de la cible de gallium. Le blindage se compose d'une couche extérieure d'aluminium de 10 mm d'épaisseur, d'une couche intermédiaire de plomb de 5 mm d'épaisseur et d'une couche interne de cuivre de 5 mm d'épaisseur. Un collimateur de 23 mm de diamètre est placé à l'entrée du scintillateur, son ouverture ne laissant passer que les photons directs. Ainsi collimaté, l'angle solide de détection du scintillateur est de 7 msr. Des absorbants de différentes épaisseurs et de différentes natures ont, par ailleurs, été placés devant le scintillateur pour permettre de contrôler le nombre de photons qui interagissent dans le scintillateur lors de chaque tir. Le choix de l'épaisseur et de la nature des absorbants sera décrit plus en détail ci-dessous.

Le principe des scintillateurs inorganiques est décrit dans plusieurs ouvrages de physique nucléaire expérimentale [Leo94, Kno10]. Lorsqu'une particule incidente traverse le cristal formant le scintillateur, elle dépose son énergie en créant des paires électron/trou. L'ajout d'un dopant au cristal permet la recombinaison d'une paire électron/trou par émission d'un photon de luminescence. Ces photons sont ensuite collectés par le photomultiplicateur qui les convertit en électrons pour donner un signal électrique mesurable. Le signal électrique est ensuite mis en forme par un amplificateur pour pouvoir être codé par un convertisseur analogique/numérique (ADC). L'amplitude du signal de sortie numérisée est proportionnelle à l'énergie déposée dans le scintillateur. Il faut d'ores et déjà noter que le temps de réponse de l'ensemble de détection est de l'ordre de la microseconde à comparer aux quelques picosecondes de durée d'émission des photons lors d'un tir laser. Il est donc important de diminuer le nombre de photons qui interagissent dans le scintillateur lors d'un tir pour limiter leur empiement dans le détecteur. De ce fait, le spectre d'X ne peut pas être complètement caractérisé par cette technique en un seul tir. Il est nécessaire de réaliser des séquences de plusieurs milliers de tirs dans les mêmes conditions expérimentales pour pouvoir mesurer la distribution en énergie des photons.

Le détecteur est étalonné en énergie au moyen de sources radioactives émettrices γ dont les énergies sont bien connues. La haute tension du photomultiplicateur est de 900 V. La figure 4.7 présente deux spectres réalisés avec une source de ^{133}Ba (partie haute) et avec une source de ^{22}Na (partie basse de la figure). Ils sont exprimés en nombre d'événements par canal numérique de l'ADC. On distingue les pics d'absorption totale des photons de 31 et 81 keV sur le spectre de ^{133}Ba et le pic dû au dépôt d'énergie total d'un photon de 511 keV sur le spectre de ^{22}Na . On remarque que le pic à 356 keV du spectre du ^{133}Ba a une amplitude très faible alors que la source émet majoritairement des γ à cette énergie. En effet, les photons qui arrivent dans le scintillateur de 5 mm d'épaisseur à cette énergie ont une probabilité faible de déposer la totalité de leur énergie et ils donnent plutôt lieu à des dépôts d'énergie partiels par diffusion Compton. Le rapport signal sur bruit du photopic est alors diminué, ce qui rend l'identification du γ de 356 keV du ^{133}Ba difficile.

Un étalonnage canal/énergie a été réalisé à partir de ces spectres, celui-ci est représenté sur la figure 4.8.a. L'équation de la droite d'ajustement est la suivante :

$$E(\text{keV}) = (0,273 \pm 0,003)\text{canal} - (17,9 \pm 4,32) \quad (4.3)$$

La résolution R a été quantifiée grâce au spectre étalonné. Avec $R = \Delta E/E$ où ΔE est la largeur à mi-hauteur du pic obtenu par un ajustement par une fonction

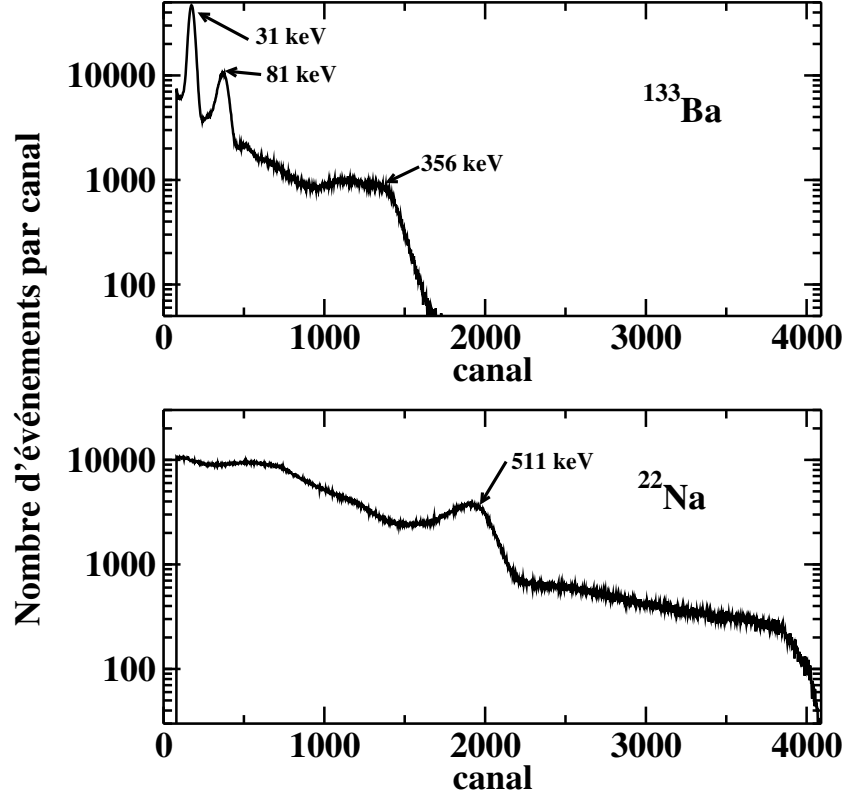


FIGURE 4.7 – Spectres en énergie déposée dans le scintillateur NaI de 1" de rayon et de 5 mm d'épaisseur. En haut : source de ^{133}Ba . En bas : source de ^{22}Na .

gaussienne. La résolution a été mesurée au moyen des deux sources citées plus haut, elle est proportionnelle à $1/\sqrt{E}$. Elle peut être ajustée par la fonction suivante :

$$R = (0,739 \pm 0,052) \frac{1}{\sqrt{E}} + (0,024 \pm 0,006) \quad (4.4)$$

où E est l'énergie déposée dans le détecteur exprimée en keV. La résolution en énergie du détecteur est de 10% à 100 keV. Elle est suffisante pour mesurer un spectre de *bremsstrahlung* qui est continu en énergie. L'expression de la résolution 4.4 est utilisée pour tenir compte de la résolution du détecteur dans des simulations Geant4.

Le schéma de l'électronique du système de détection utilisée lors de l'expérience sur le laser est présenté sur la figure 4.9. L'acquisition est déclenchée lors de chaque tir par une photodiode placée sur le trajet optique d'une fuite du faisceau.

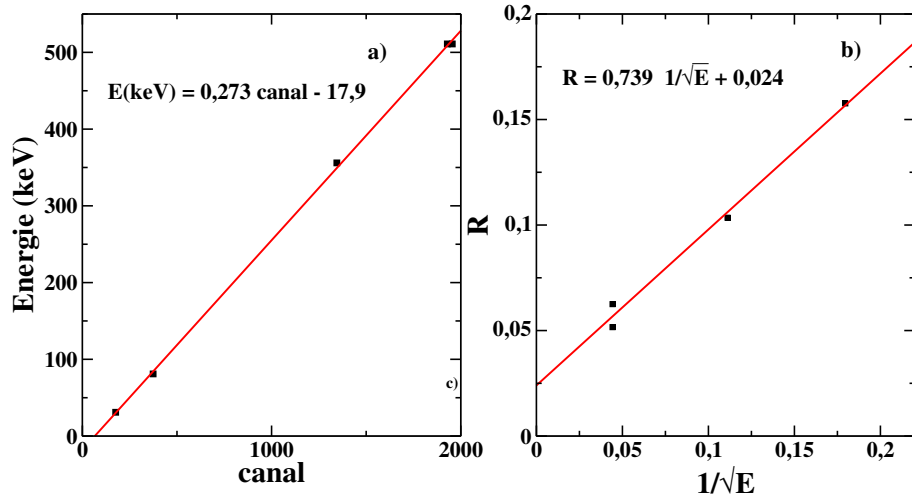


FIGURE 4.8 – En haut : spectre en énergie déposée dans le scintillateur d'iodure de sodium avec une source de ^{133}Ba . En bas à gauche : droite d'étalonnage. En bas à droite : résolution en énergie.

Le signal photodiode est divisé en deux parties. La première est amplifiée puis son amplitude maximale est numérisée par un convertisseur analogique/numérique (ADC) pour contrôler que l'énergie du faisceau laser ne varie pas entre deux tirs pour une durée d'impulsion donnée. La seconde partie sert au déclenchement des deux ADC, après être passée dans un amplificateur rapide et un discriminateur qui fournit un signal de déclenchement TTL d'une durée de 5 μs qui encadre temporellement les signaux analogiques allant sur les ADC. Ainsi le scintillateur est synchronisé avec un tir laser. Comme cela a été décrit précédemment, le signal de sortie du photomultiplicateur passe par un amplificateur avant d'être envoyé dans un ADC. Un spectre typique mesuré à l'aide du scintillateur est présenté sur la figure 4.10.a. Le spectre de photodiode correspondant est présenté sur la figure 4.10.b. Ces deux spectres ont été représentés en réalisant une sommation par paquet de 64 canaux de l'ADC pour lisser les fluctuations statistiques et ainsi avoir une meilleure lisibilité. Ces spectres ont été réalisés pour un délai entre la pré-impulsion et l'impulsion principale de 8 ns. On observe une forme exponentielle décroissante du spectre en énergie déposée dans le scintillateur. Le spectre photodiode présente un seul pic, car les caractéristiques lasers étaient stables sur cette séquence. Quelques événements sont présents à des énergies plus faibles : ils correspondent aux impulsions lasers partiellement coupées par l'obturateur placé

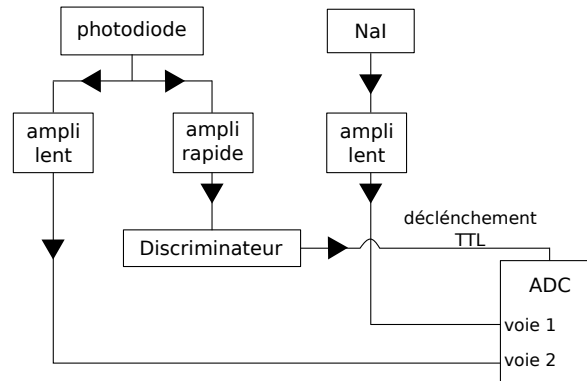


FIGURE 4.9 – Schéma de l’électronique permettant de synchroniser le déclenchement du scintillateur avec un tir laser.

en amont de la chambre expérimentale lors de son ouverture ou de sa fermeture en début ou en fin de séquence de tirs (temps de commutation de quelques dizaines de ms).

4.2 Problématique du taux d’empilement

Comme cela a déjà été mentionné, le scintillateur intègre l’ensemble de l’énergie déposée lors d’un tir. Étant donné le nombre très important de photons émis par tir, cette énergie peut être déposée par un ou par plusieurs photons. On parle alors d’empilement de photons.

L’empilement conduit à une déformation du spectre en énergie déposée qui rend difficile voire impossible la caractérisation du spectre d’X. Dans le cas où l’empilement est très peu probable, le signal du scintillateur lors de chaque tir est dû à un seul photon et le spectre en énergie des photons peut être reconstruit par des méthodes de déconvolution [Gob06]. Pour être dans ce cas, il est nécessaire que le nombre moyen de photons incidents sur le scintillateur par tir soit faible ($\ll 1$). Il faut alors un grand nombre de tirs lasers pour atteindre une statistique suffisante dans le spectre en énergie déposée. Dans le cas où la probabilité d’empilement devient grande, la majorité des tirs conduit à l’empilement de plusieurs photons dans le scintillateur. On obtient alors un spectre qui n’est pas directement représentatif du spectre des photons incidents. Ces spectres en énergie déposée présentent un nombre d’événements avec de forts dépôts d’énergie surestimé par rapport au nombre d’événements avec de faibles dépôts d’énergie.

Pour mesurer un spectre en énergie des photons qui est représentatif du spectre

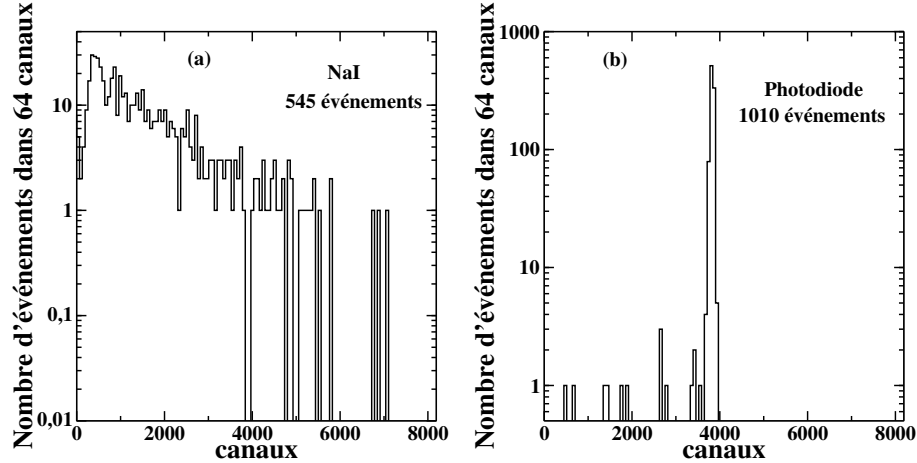


FIGURE 4.10 – (a) spectre brut mesuré avec le scintillateur pour une séquence de 1010 tirs et pour un délai de 8 ns. (b) spectre mesuré par la photodiode. Les nombres d'événements ont été regroupés par paquets de 64 canaux dans les deux spectres.

de la source, nous allons nous placer dans un cas intermédiaire entre les faibles et les fortes probabilités d'empilement. Les probabilités d'empilement dans le scintillateur dépendent de la quantité d'X émis par la source ainsi que de l'angle solide du scintillateur et de l'épaisseur des absorbants qui se trouvent devant. Comme la quantité d'X dépend des conditions expérimentales, il faut adapter l'angle solide du scintillateur et/ou l'épaisseur des absorbants lors de chaque nouvelle séquence de tirs pour contrôler la probabilité d'empilement. Lors de l'expérience sur le laser AURORE, l'angle solide a été fixé à 7 msr en éloignant le détecteur de la zone d'interaction laser/plasma au maximum. Nous avons donc choisi l'épaisseur des absorbants pour optimiser la probabilité d'empilement dans le scintillateur. On ne sait pas mesurer cette probabilité d'empilement car il n'est pas possible de connaître expérimentalement le nombre de photons qui ont interagi dans le scintillateur durant un tir. Nous allons cependant montrer qu'elle peut être reliée à une autre observable expérimentale, P_{eve} , qui est la probabilité pour qu'au moins un photon ait interagi dans le scintillateur lors d'un tir. Cette probabilité est le rapport du nombre de déclenchements de l'acquisition (nombre d'événements dans le spectre en énergie déposée) sur le nombre de tirs (nombre de déclenchements de la photodiode).

Des mesures antérieures à ces travaux de thèse ont été réalisées pour définir de façon empirique un critère de non empilement sur le spectre en énergie déposée

dans le scintillateur. Pour cela, plusieurs séries de tirs ont été réalisées avec des paramètres laser identiques. Le spectre en énergie déposée étant reproductible tir à tir, les épaisseurs d'absorbants devant le NaI ont été modifiées et la valeur de la probabilité P_{eve} a été relevée pour chaque mesure. Il a ainsi été montré que le spectre en énergie déposée n'est pas déformé tant que la probabilité P_{eve} est inférieure à 15%. Au-delà, on observe l'effet décrit plus haut : le nombre d'événements à basse énergie dans le spectre diminue au profit du nombre d'événements à haute énergie. Cette étude empirique permet de définir les conditions de détection photon par photon. Dans ces conditions, les caractéristiques du faisceau de photons incidents peuvent être déduites des spectres en énergie déposée *via* des techniques de déconvolution [Gob06]. Cependant cette méthode présente l'inconvénient de faire perdre de la statistique puisqu'il est nécessaire d'augmenter les épaisseurs de matériaux devant le détecteur NaI pour diminuer la probabilité d'empilement. Dans le cadre de ma thèse, une étude a été réalisée pour déterminer par une méthode statistique la probabilité d'avoir un empilement de n photons pour une probabilité P_{eve} donnée. Cette étude permet d'extraire la distribution en énergie des X à partir des spectres en énergie déposée dans le scintillateur lorsque $P_{eve} > 15\%$. En effet, lors de l'expérience au CELIA, il a été nécessaire de lever cette contrainte pour diminuer le nombre de tirs lasers dans une séquence (généralement 1000 à 10 000 tirs).

Dans la suite de cette partie, nous appellerons "événement", un tir pour lequel le scintillateur a mesuré une énergie déposée. Il y a donc un événement lorsqu'au moins un photon a interagi dans le détecteur. Le nombre d'événements dans une séquence de tirs est le nombre d'événements dans le spectre NaI. Nous allons montrer qu'il est possible d'exprimer la probabilité $\mathcal{P}(k \text{ part}/eve)$ pour que k photons soient responsables d'un événement lors d'un tir en fonction de la probabilité P_{eve} d'avoir un événement dans le détecteur.

On commence par définir les termes et notations suivantes :

- N : Nombre de tirs lasers dans une séquence, il s'agit du nombre de coups dans le spectre photodiode (1010 tirs dans le cas du spectre de la figure 4.10.b);
- N_{eve} : Nombre d'événements dans une séquence de tirs lasers, il s'agit du nombre de fois qu'un signal est détecté dans le scintillateur lors d'une séquence de tirs (545 événements dans le cas du spectre de la figure 4.10.a);
- P_{eve} : probabilité pour qu'il y ait un événement dans le scintillateur lors d'un tir laser c'est-à-dire pour qu'au moins un photon ait déposé de l'énergie dans le scintillateur lors d'un tir. P_{eve} est déterminé expérimentalement

par $P_{eve} = N_{eve}/N$ ($P_{eve}=54\%$ dans le cas des spectres de la figure 4.10). La probabilité $\mathcal{P}(k \text{ part}/eve)$ peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{P}(k \text{ part}/eve) = \frac{P(X = k)}{P(X \geq 1)} \quad (4.5)$$

où la variable aléatoire X représente le nombre de photons détectés lors d'un tir et $P(X = k)$ est la probabilité de détecter k photons dans un événement. Or on a :

$$\begin{aligned} P_{eve} &= P(X \geq 1) \\ &= 1 - P(X = 0) \end{aligned} \quad (4.6)$$

et donc :

$$\mathcal{P}(k \text{ part}/eve) = \frac{P(X = k)}{P_{eve}} \quad (4.7)$$

Il faut noter que $P(X = k)$ et $\mathcal{P}(k \text{ part}/eve)$ représentent bien deux grandeurs différentes. $P(X = k)$ est la probabilité d'avoir k photons par tir détectés dans le NaI et on peut donc, sans problème, définir une probabilité d'avoir 0 photon par tir. Par contre $\mathcal{P}(k \text{ part}/eve)$ représente la probabilité d'avoir k photons dans le détecteur sachant qu'il y en a eu au moins 1 et dans ce cas la probabilité n'est pas définie pour $k=0$. Il faut maintenant trouver l'expression analytique de $P(X = k)$ en fonction de la probabilité P_{eve} .

Lors d'un tir laser sur une cible, on considère que $N_{photons}$ sont émis. Par ailleurs, on suppose que chacun de ces photons a une même probabilité intrinsèque ε_{det} d'interagir avec le détecteur. Cette hypothèse peut être discutée, compte tenu de la figure 4.11.a [Kno10] qui présente la probabilité pour un photon d'être absorbé dans le détecteur pour différentes épaisseurs de cristal de NaI. Dans le cas d'un scintillateur NaI de 5 mm d'épaisseur cette probabilité peut être considérée constante et supérieure à 90% pour les photons dont l'énergie est inférieure à 140 keV. Dans le cas d'une distribution en énergie de photons en exponentielle décroissante, pour une température de 50 keV seulement 6% des photons ont une énergie supérieure à 140 keV contre 0,1% pour une température de 20 keV. De plus, les matériaux se trouvant entre la cible de gallium et le scintillateur arrêtent les photons de basse énergie. La figure 4.11.b indique le pourcentage de photons transmis par 4 mm de verre et 1,5 mm d'aluminium en fonction de leur énergie. On constate qu'environ 50% des photons de 50 keV sont transmis. On a alors réalisé un filtre passe-bande entre 50 et 140 keV et on peut donc considérer que la probabilité d'interaction est identique pour l'ensemble des photons de plus de

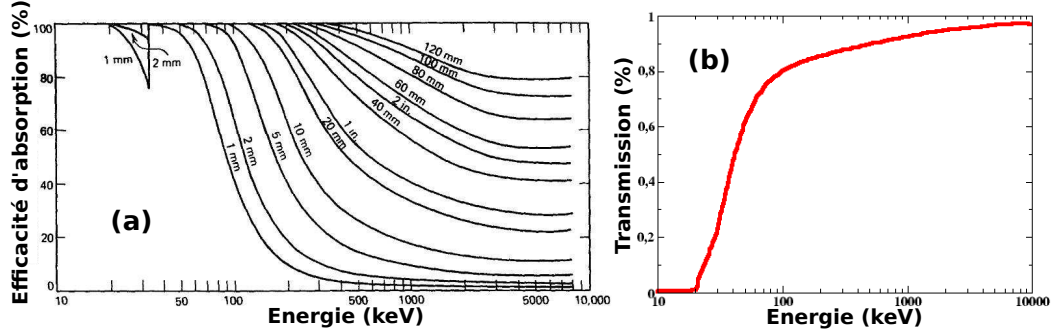


FIGURE 4.11 – (a) Probabilité pour un photon d'interagir dans un cristal de NaI de 5 mm d'épaisseur en fonction de son énergie. (b) Pourcentage de photons qui sont transmis après avoir traversé 4 mm de verre et 1,5 mm d'aluminium en fonction de leur énergie.

50 keV du moment que la température en photons n'excède pas quelques dizaines de keV. On peut alors modéliser ce problème par une loi binomiale dans laquelle on répète $N_{photons}$ fois l'expérience à deux issues dans laquelle soit un photon de la gamme en énergie [50 - 140 keV] interagit dans le détecteur, soit il n'interagit pas et on peut écrire la relation suivante :

$$P(X = k) = \frac{N_{photons}!}{k!(N_{photons} - k)!} w^k (1 - w)^{N_{photons} - k} \quad (4.8)$$

où $w = \varepsilon_{det} \frac{\Omega}{2\pi}$ est la probabilité totale pour un photon d'interagir dans le détecteur. Cette dernière tient compte, de l'efficacité intrinsèque du scintillateur ε_{det} et pour des photons qui sont émis sur 2π stéradians, de l'efficacité géométrique du scintillateur dont l'angle solide est Ω . Il faut noter qu'à basse énergie (quelques 10 keV - 100 keV), les photons de *bremsstrahlung* produits dans le plasma lors d'un tir laser sont émis de façon isotrope. La relation 4.8 donne donc la probabilité pour que k photons interagissent dans le détecteur lors d'un tir mais il est difficile de l'exprimer en fonction de la probabilité P_{eve} .

Cependant, la loi binomiale tend vers une loi de Poisson dès que le nombre de tirages, $N_{photons}$, est grand et que la probabilité d'interaction d'un photon w reste faible (c'est le cas ici grâce au faible angle solide de détection). Ceci est vérifié dès que $N_{photons} \gg 1$ et $w \ll 1$. Pour écrire la loi de Poisson on définit le nombre moyen d'occurrences $\lambda = N_{photons}w$, c'est-à-dire le nombre moyen de photons de la gamme en énergie [50 - 140 keV] qui interagissent dans le détecteur lors d'un tir laser. La loi binomiale devient :

$$P(X = k) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!} \quad (4.9)$$

On peut en particulier, d'après la relation 4.6, exprimer la probabilité P_{eve} comme :

$$P_{eve} = 1 - P(X = 0) = 1 - e^{-\lambda} \quad (4.10)$$

en inversant la relation on obtient :

$$\lambda = -\ln(1 - P_{eve}) \quad (4.11)$$

et on peut calculer $P(X=k)$ en fonction de la probabilité P_{eve} :

$$P(X = k) = \frac{(1 - P_{eve}) \left(-\ln(1 - P_{eve}) \right)^k}{k!} \quad (4.12)$$

et

$$\mathcal{P}(k \text{ part/eve}) = \frac{(1 - P_{eve}) \left(-\ln(1 - P_{eve}) \right)^k}{P_{eve} k!} \quad (4.13)$$

La probabilité $\mathcal{P}(k \text{ part/eve})$ est tracée sur la figure 4.12 pour $k=1$, $k=2$ et $k=3$. On remarque, comme cela avait été constaté empiriquement, que pour une probabilité $P_{eve} < 15\%$, la probabilité de n'avoir qu'un seul photon dans le scintillateur est supérieure à 92%. La probabilité d'avoir un empilement de plusieurs photons est alors faible et le spectre en énergie déposée est représentatif de l'interaction d'un seul photon dans le scintillateur. Pour une plus grande probabilité P_{eve} d'avoir un événement, par exemple 60%, on voit que la probabilité qu'il ne soit dû qu'à un seul photon n'est plus que de 61%. La probabilité d'avoir un événement dû à 2 photons (respectivement 3 photons) est-elle de 28% (respectivement 9%). Plus la probabilité P_{eve} est importante, plus la probabilité d'avoir des événements dus à l'empilement de plusieurs photons est importante et plus le nombre de photons qui interagissent dans le scintillateur est important.

Comme cela a déjà été mentionné, les relations 4.11 et 4.13 sont issues de la loi binomiale. Elles ne sont valides que dans le cas où tous les photons ont une même probabilité w d'interagir dans le scintillateur et donc pour des températures faibles. En pratique, une étude numérique réalisée dans le cadre d'un stage de master 2 montre que les lois de probabilités de la figure 4.12 restent valables pour des températures de l'ordre de 200 keV [Com11].

Nous avons établi les lois de probabilité pour qu'un événement soit dû à un ou plusieurs photons, nous allons voir comment elles sont utilisées pour caractériser

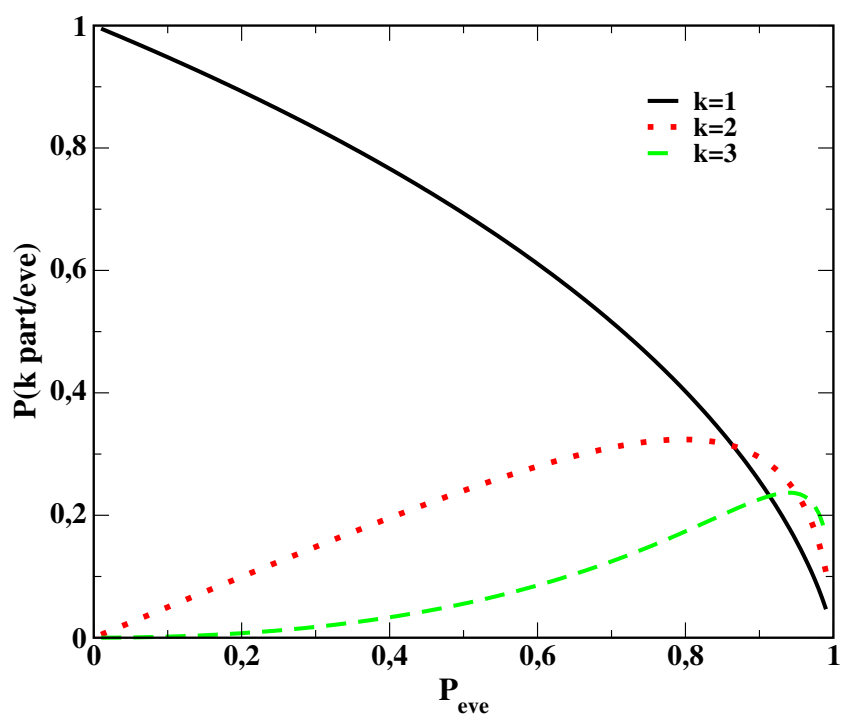


FIGURE 4.12 – Lois de probabilité pour qu'un événement c'est-à-dire un dépôt d'énergie dans le scintillateur lors d'un tir soit dû à 1, 2 ou 3 photons de la gamme en énergie [50 - 140 keV] en fonction de la probabilité P_{eve} d'avoir un événement.

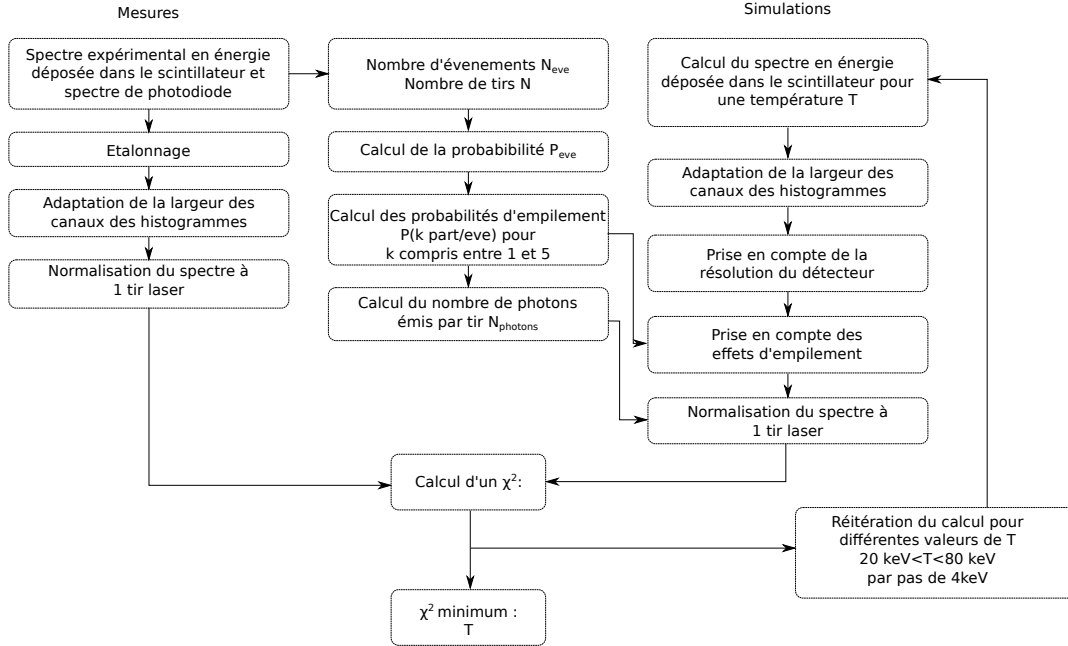


FIGURE 4.13 – Synoptique de l’analyse des spectres en énergie déposée dans le scintillateur pour déterminer la température et le nombre de photons émis.

un spectre de photons émis par la cible de gallium à partir du spectre en énergie déposée dans le scintillateur.

4.3 Caractérisation du spectre d'X

La caractérisation du spectre d'X émis par la source à partir de la mesure du spectre en énergie déposée dans le scintillateur s'appuie sur des simulations Geant4 et une méthode des moindres carrés entre les données expérimentales et calculées. Le synoptique de la figure 4.13 présente la procédure d'analyse. Chacune des étapes sera détaillée ci-dessous.

4.3.a Spectre en énergie déposée dans le scintillateur

À la fin d'une séquence de tirs, l'étalonnage (relation 4.3) est appliqué au spectre brut. Les canaux ou *bins* des histogrammes correspondants ont été adaptés pour pallier les faibles statistiques d'événements collectés. En effet, du fait de

la distribution en énergie des photons en exponentielle décroissante, le taux de comptage à haute énergie est plus faible que celui à basse énergie. Pour diminuer les fluctuations statistiques sur ces faibles taux de comptage à haute énergie, les données ont été regroupées par gamme d’énergie de façon à tenir compte de la résolution du détecteur (relation 4.4). Chaque taux de comptage est ensuite divisé par la gamme en énergie considérée, le spectre est donc exprimé en keV^{-1} . De plus, chaque spectre est normalisé à un tir laser.

La figure 4.14 présente un exemple de spectre de dépôt d’énergie des photons pour la séquence de 1010 tirs avec un délai de 8 ns entre la pré-impulsion et l’impulsion principale. Ce spectre correspond au spectre NaI de la figure 4.10. Les barres d’erreur horizontales sont représentatives de la gamme en énergie sur laquelle le nombre de photons a été sommé. Les barres d’erreur verticales prennent en compte l’incertitude statistique à 1σ sur les taux de comptage.

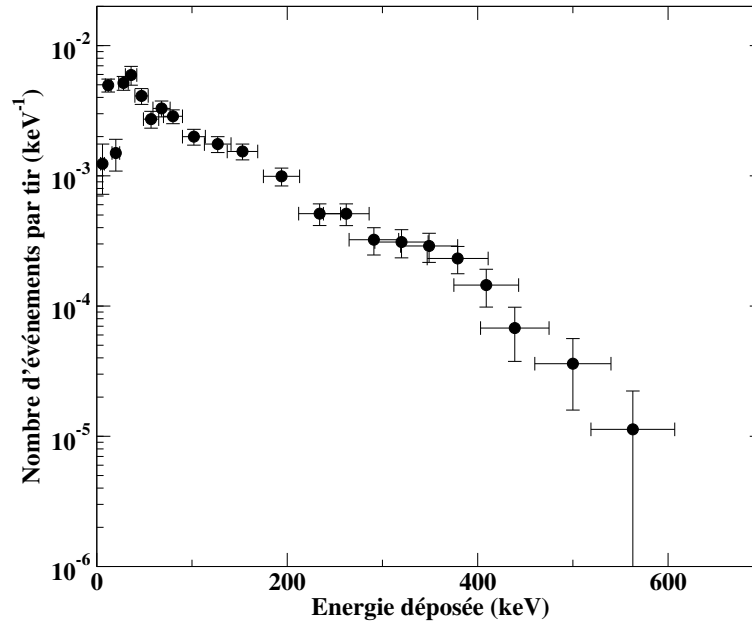


FIGURE 4.14 – Spectre en énergie déposée dans le scintillateur pour la séquence de tir avec un délai de 8 ns entre la pré-impulsion et l’impulsion principale.

4.3.b Simulations Geant4 pour calculer le spectre en énergie déposée dans le scintillateur sans empilement de photons

Les éléments de la chambre expérimentale ont été implémentés dans la simulation Monte Carlo de l'expérience réalisée sous Geant4. La chambre expérimentale, le scintillateur et son blindage ainsi que ses constituants (feuille de béryllium et capot en aluminium du photomultiplicateur) sont modélisés. Les différents matériaux absorbants devant le blindage sont également pris en compte. La source de photons est positionnée à l'emplacement du point de focalisation du laser sur le gallium. L'énergie des photons de 1 keV à 2 MeV est distribuée suivant une exponentielle décroissante de température T . Ils sont tirés de façon isotrope dans un cône centré sur la position de la source. Le cône a un angle d'ouverture de 22° et son axe de symétrie est confondu avec celui du scintillateur. Les processus physiques d'interaction pris en compte pour les photons dans la simulation sont l'effet photoélectrique, les diffusions Compton et Rayleigh. L'effet Auger ainsi que la fluorescence X sont également activés car la faible épaisseur de 5 mm du cristal de NaI permet aux électrons et aux X de faible énergie de s'en échapper.

La résolution du détecteur est introduite dans le spectre simulé. Pour cela, l'énergie E déposée par chaque photon est retirée dans une gaussienne centrée sur E et dont la largeur à mi-hauteur est $R \times E$ où R est la résolution déterminée par la relation 4.4. Puis, les canaux de l'histogramme du spectre calculé sont redimensionnés de la même façon que ceux du spectre expérimental.

La figure 4.15 présente un spectre en énergie déposée, calculé pour une température photonique de 52 keV. L'ajustement de la courbe par une exponentielle donne une température apparente de 65 keV, surestimée par rapport à la température réelle des photons, égale à 52 keV. Ceci vient du fait que les photons de basse énergie sont davantage absorbés par les différents matériaux traversés. Ceci entraîne une coupure du spectre à basse énergie et se traduit par une augmentation artificielle de la température apparente. Il est donc nécessaire d'effectuer des simulations Monte Carlo pour extraire la température réelle du faisceau de photons.

4.3.c Prise en compte de l'empilement de plusieurs photons et normalisation du spectre simulé

Pour prendre en compte les effets d'empilement de plusieurs photons dans le scintillateur, on calcule les probabilités $\mathcal{P}(k \text{ part/eve})$ en fonction de la probabilité mesurée d'avoir un événement, P_{eve} . La figure 4.16 présente le spectre simulé

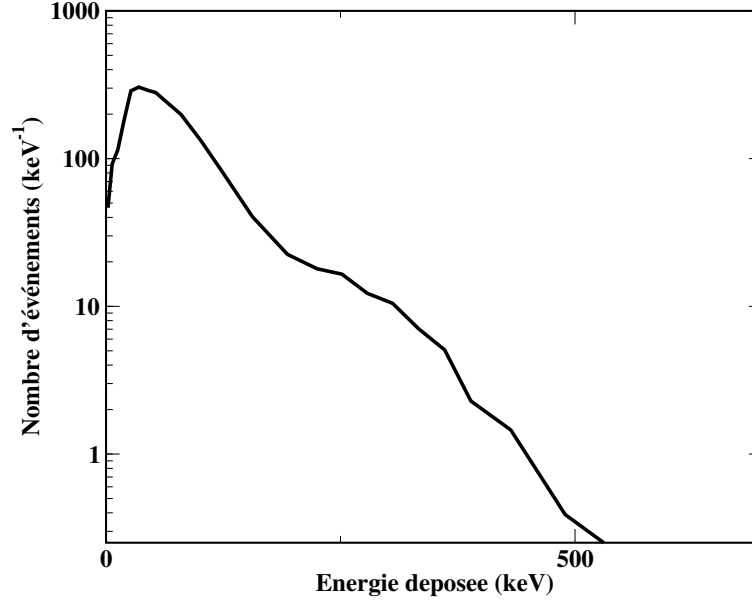


FIGURE 4.15 – Simulations d’un spectre en énergie déposée dans le détecteur pour une énergie moyenne des photons de 52 keV et pour 10^8 photons tirés. Le spectre est normalisé à son intégrale.

pour une énergie moyenne de 52 keV qui tient compte de la résolution du détecteur ainsi que des empilements pour différentes valeurs de la probabilité P_{eve} . Lorsque la probabilité P_{eve} augmente, à cause de l’empilement, on observe que le nombre d’événements dans la partie à basse énergie du spectre diminue alors qu’au contraire le nombre d’événements dans la partie à haute énergie augmente. Ceci conduit à une augmentation de la température apparente. Le tableau 4.1 donne les températures apparentes obtenues par un ajustement de la partie haute énergie du spectre en énergie déposée en fonction de la probabilité P_{eve} . On remarque que les spectres en énergie déposée (et donc les températures apparentes issues des ajustements) pour une probabilité P_{eve} de 0 et de 15% ne sont pas très différents l’un de l’autre. Ceci confirme l’étude empirique décrite au paragraphe 4.2 qui a permis de montrer que la probabilité d’empilement est négligeable tant que $P_{eve} < 15\%$ [Gob06].

Le nombre de photons de plus de 1 keV, $N_{photons}^{1keV}$, émis depuis la cible lors d’un tir est une caractéristique du spectre de photons. C’est une grandeur qu’il

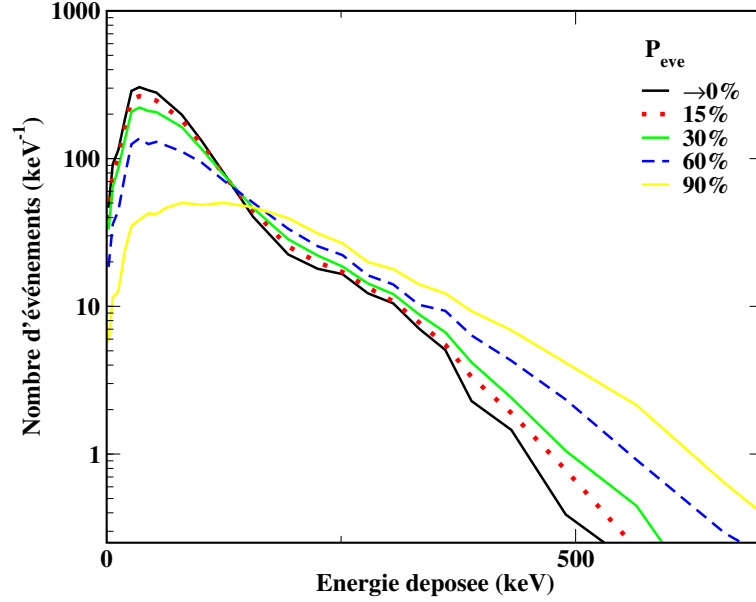


FIGURE 4.16 – Simulations d'un spectre en énergie déposée dans le détecteur pour une énergie moyenne des photons de 52 keV et pour 10^8 photons tirés. Pour la courbe noire il n'y a pas d'empilement de plusieurs photons ($P_{eve} \rightarrow 0\%$). Les autres courbes tiennent compte des empilements de photons. Les spectres sont normalisés à leurs intégrales respectives.

est possible d'exprimer par la relation suivante :

$$N_{photons}^{1keV} = \frac{\lambda}{w_g} \frac{2\pi}{\Omega_g} \quad (4.14)$$

où λ est le nombre moyen de photons émis par tir qui est relié à la probabilité P_{eve} par la relation 4.11, où w_g est la probabilité pour qu'un photon de plus de 1 keV tiré dans un cône de 22° d'angle d'ouverture interagisse dans le détecteur et où Ω_g est l'angle solide dans lequel les photons sont tirés dans la simulation Geant4 (cône de 22° d'angle d'ouverture). Pour résumer, la valeur de λ est déterminée expérimentalement, la valeur de w_g est donnée par les simulations Geant4. Ainsi la température électronique est le seul paramètre libre lors de la minimisation du χ^2 .

Il est possible d'exprimer le nombre de photons de plus de 50 keV émis, $N_{photons}^{50keV}$, en fonction de $N_{photons}^{1keV}$ à partir de la relation 4.2. Or cette quantité est plus judicieuse, compte tenu des absorbants utilisés et nous l'utiliserons donc

$P_{eve}(\%)$	$\rightarrow 0$	15	30	60	90
T(keV)	60	68	76	94	112

Tableau 4.1 – Températures apparentes obtenues par un ajustement des spectres en énergie déposée calculés pour différentes probabilité P_{eve} par une exponentielle décroissante . La température du spectre d’X initialement tiré initiale est égale à 52 keV.

par la suite. Au final, le nombre de photons de plus de 50 keV émis lors d’un tir est renormalisé à une unité d’angle solide.

4.3.d Détermination de la température du faisceau de photons par une technique des moindres carrés

Des simulations ont été réalisées pour des températures de photons allant de 20 keV à 80 keV par pas de 4 keV. Un coefficient de moindres carrés χ^2 entre les spectres simulés et mesurés est calculé pour chaque température. La figure 4.17.a présente le coefficient χ^2 tracé en fonction de la température pour la séquence de tir réalisée avec un délai de 8 ns entre la pré-impulsion et l’impulsion principale. On peut voir que le minimum est très marqué et on constate que pour cette séquence de tir, l’énergie moyenne des photons est de 52 ± 10 keV. L’incertitude sur la valeur de l’énergie moyenne est estimée à partir de la largeur du puits de χ^2 arbitrairement choisie comme la largeur pour laquelle le χ^2 est le double du χ^2 minimum (tracé en pointillés rouges sur la figure 4.17.a).

Le spectre expérimental pour la séquence de tir avec un délai entre la pré-impulsion et l’impulsion principale de 8 ns est présenté sur la figure 4.17.b. Le spectre simulé pour une température de 52 keV et pour un nombre de photons émis de plus de 50 keV de $(1,1 \pm 0,4) \times 10^4$ photons/sr est également reporté. On constate que le spectre expérimental est bien reproduit par le spectre simulé. Il en est de même pour l’ensemble des séquences de tirs étudiées, ce qui valide la méthode d’analyse.

4.3.e Remarques

Notons bien que toute la méthode d’analyse décrite ci-dessus repose sur la mesure de la probabilité P_{eve} . En effet cette mesure permet :

- de tenir compte de l’empilement,
- de déterminer le nombre de photons incidents.

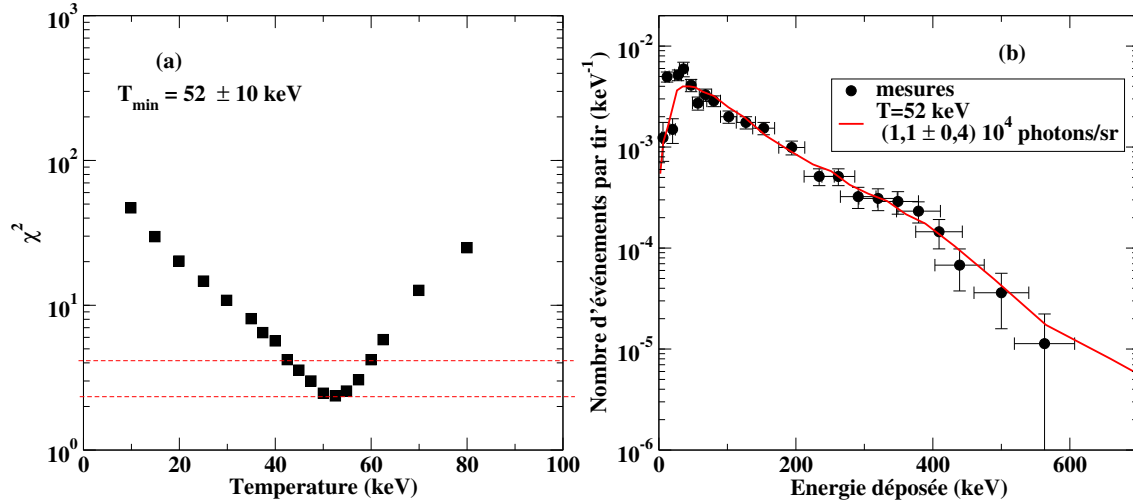


FIGURE 4.17 – (a) Evolution du χ^2 en fonction de la température du faisceau photons. Des lignes pointillées rouges ont été tracées aux valeurs du χ^2 minimum et de deux fois sa valeur. (b) Spectre en énergie déposée pour un délai entre la pré-impulsion et l'impulsion principale de 8 ns.

Il faut donc veiller lors de chaque nouvelle mesure à ce que le seuil de détection soit bien réglé. Pour cela il faut distinguer le seuil en énergie lié à l'atténuation du flux de photons dans les absorbants et le seuil lié au dispositif d'acquisition (électronique ou logiciel). Le fait d'augmenter l'épaisseur des absorbants permet de diminuer le nombre de photons les moins énergétiques. Ainsi le nombre d'empilements dans le détecteur diminue et P_{eve} diminue en conséquence. Le seuil lié au dispositif d'acquisition est réglé par un seuil de l'ADC ou fixé lors de la lecture des spectres. Si on augmente ce seuil, on diminue le nombre d'événements dans le spectre mesuré. Ceci a tendance à diminuer artificiellement P_{eve} ce qui conduit à une correction de l'empilement moindre. Pourtant les photons de basse énergie interagissent toujours dans le détecteur et l'empilement n'a pas diminué pour autant. De manière analogue il est important que le bruit électronique ne déclenche pas l'acquisition, ceci conduit à une augmentation de P_{eve} et donc à une surestimation de l'empilement de façon artificielle. Il faut donc dans l'idéal réussir à diminuer le bruit en dessous du signal physique et placer le seuil ADC entre les deux.

Dans le cas du spectre de la figure 4.18, on observe le seuil lié aux absorbants au canal 300 de l'ADC. Cependant on observe un comptage pour les plus petits canaux, qui provient du bruit électronique. Ces événements ne doivent pas être pris en compte sous peine d'une mauvaise estimation de la probabilité P_{eve} .

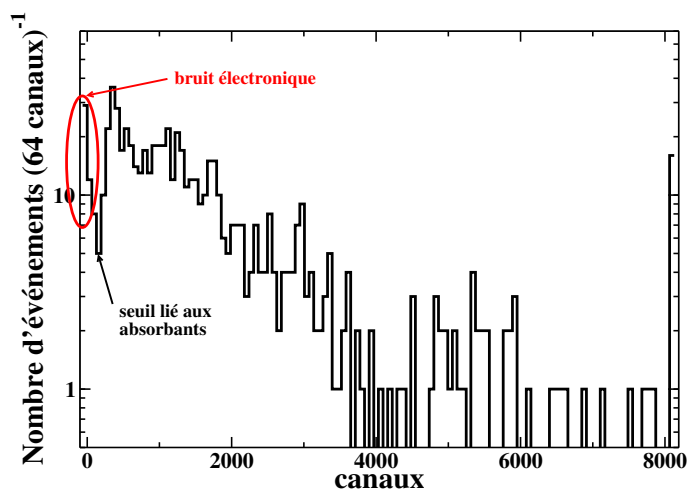


FIGURE 4.18 – Spectre expérimental brut (avant adaptation de la largeur des canaux et étalonnage). On distingue le seuil physique au canal 300, lié aux absorbants. Pourtant on observe des événements dans le spectre pour des canaux plus petits, dus au bruit électronique. Ces événements ne doivent pas être pris en compte pour l'estimation de la valeur de la probabilité P_{eve} .

5 Résultats expérimentaux

Les caractéristiques de la source d'X produite lors de l'interaction de l'impulsion principale avec la cible de gallium, préalablement chauffée par la pré-impulsion, (température, nombre de photons de plus de 50 keV et l'énergie rayonnée) sont présentées dans cette partie en fonction du délai entre la pré-impulsion et l'impulsion principale.

La figure 4.19 présente la température du faisceau de photons en fonction du délai Δt entre la pré-impulsion et l'impulsion principale pour l'ensemble des séquences de tirs. Un tir pour lequel le faisceau principal est en avance de 1 ns sur la pré-impulsion a été réalisé. Les données sont tracées à -1 ns. Les mesures correspondant aux tirs pour lesquels il n'y avait pas de pré-impulsion sont tracées

arbitrairement à un délai de -2 ns. Les barres d'erreur sont représentatives de la largeur du puits de χ^2 . Par ailleurs, 4 tirs ont été réalisés sans pré-impulsion, 2 tirs avec un délai de 2 ns, et 3 tirs pour un délai de 10 ns. Dans ces cas, la valeur tracée est une moyenne sur les différents tirs et les barres d'erreur tiennent également compte de l'écart-type sur les différentes mesures. Pour les tirs, sans pré-impulsion, ou lorsque le délai est inférieur à 2 ns, on observe une température constante comprise entre 20 et 25 keV. Par contre pour des délais supérieurs à 2 ns on observe une augmentation de la température du faisceau de photons. La valeur de la température passe par un maximum de 50 keV pour un délai entre les deux faisceaux de 8 ns.

Les valeurs minimale (20 keV) et maximale (55 keV) des températures sont très proches de celles mesurées par D. Uryupina (figure 4.2.b) [Ury12]. Par ailleurs, il est clair que la présence du jet dont l'existence a été montrée sur la figure 4.5 affecte fortement les processus d'interaction laser/matière et conduit à une augmentation de la température. Pour comparaison, la mesure réalisée par D. Uryupina et al. pour une intensité de pré-impulsion, $I=5,4 \times 10^{14}$ W/cm² (contraste de 74 sur la figure 4.2.b), comparable à celle de l'expérience sur AU-RORE, est reportée sur la figure 4.19 pour un délai de 12,5 ns. Cette valeur de la température mesurée à 25 keV se place dans la continuité de nos mesures et confirme l'observation d'un optimum.

La figure 4.20 présente l'évolution du nombre de photons de plus de 50 keV par tir en fonction du délai entre la pré-impulsion et le faisceau principal. Pour ces mesures, la feuille d'aluminium de 1,5 mm d'épaisseur utilisée comme absorbant devant le scintillateur implique que les photons d'une énergie de 50 keV sont transmis à 50%. Les données relatives au tir sans pré-impulsion sont à nouveau tracées pour un délai de -2 ns. De plus, lorsque plusieurs tirs ont été réalisés (sans pré-impulsion, délai de 2 et 10 ns), la valeur tracée est une moyenne sur les différents tirs et les barres d'erreur tiennent compte de l'écart-type sur les différentes mesures. Pour le tir sans pré-impulsion et lorsque la pré-impulsion arrive avant l'impulsion principale, entre 5000 et 7500 photons de plus de 50 keV ont été émis par tir et par stéradian. Cette valeur chute en deçà de 900 photons pour des délais de 1 et 2 ns. Elle augmente pour atteindre 14500 photons par stéradian et par tir pour un délai de 6 ns puis décroît à nouveau pour des délais supérieurs. Un optimum pour le nombre de photons produit est donc également observé pour des délais de l'ordre de 6 ns.

Enfin la figure 4.21 présente le produit de la température par le nombre de photons émis par tir en fonction du délai entre la pré-impulsion et l'impulsion

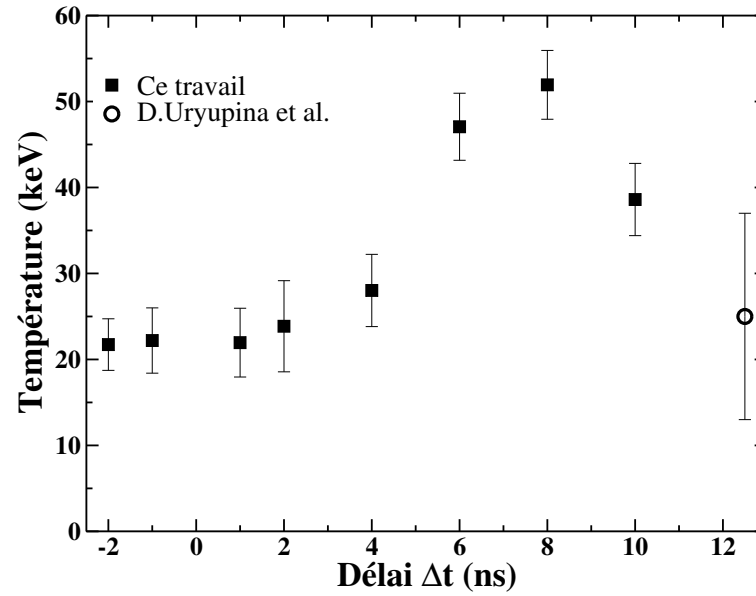


FIGURE 4.19 – Température des photons en fonction du délai entre les deux faisceaux.

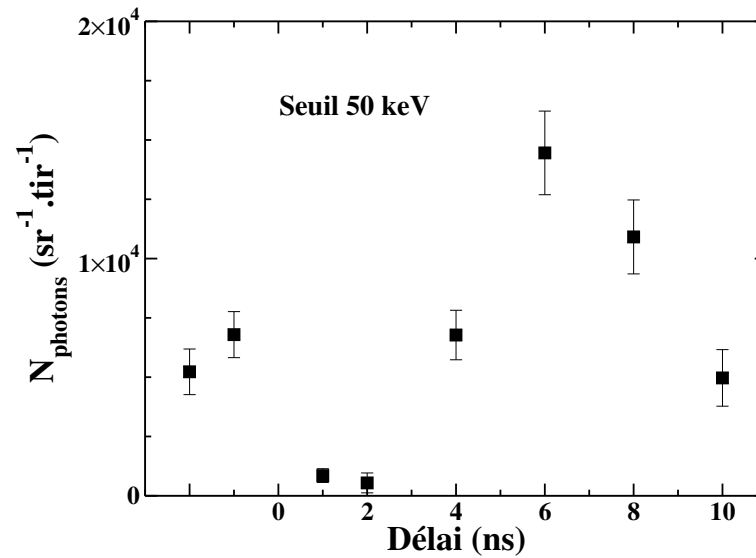


FIGURE 4.20 – Nombre de photons par stéradian et par tir en fonction du délai entre les deux faisceaux.

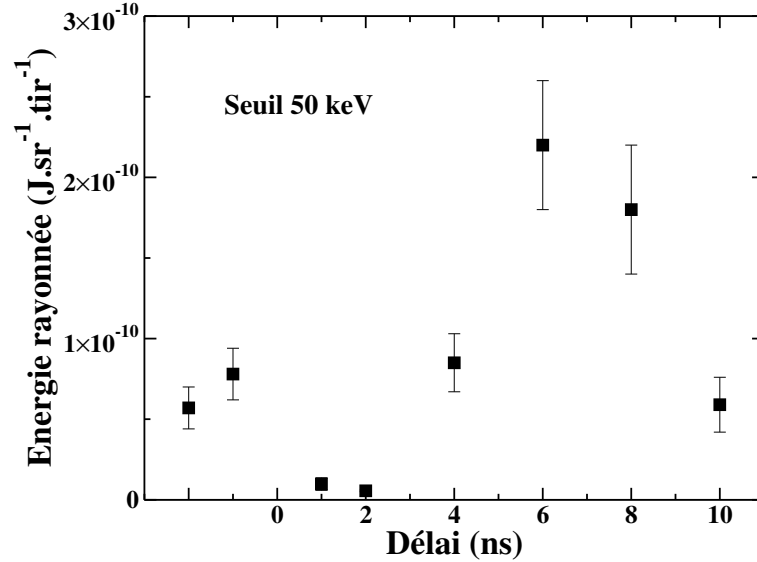


FIGURE 4.21 – Énergie totale du faisceau de photons en fonction du délai entre les deux faisceaux.

principale. Cette grandeur est représentative de l'énergie totale transférée du laser aux photons de plus de 50 keV. Le comportement est très similaire à celui du nombre de photons. On peut voir que l'énergie transférée passe par un maximum pour un délai de 6 ns et que l'on observe un minimum de l'énergie rayonnée pour une pré-impulsion appliquée de 1 à 2 ns avant l'impulsion principale.

6 Discussions et interprétations

Les résultats expérimentaux obtenus sur le laser AURORE, ont un comportement similaire à celui observé par D. Uryupina et al. [Ury12]. En effet on constate une configuration optimale entre la pré-impulsion et l'impulsion principale qui conduit à un maximum de la température et du nombre de photons émis lors d'un tir (Figure 4.2). Dans les deux expériences, des images d'ombroscopie ont permis de montrer que des jets se forment à la surface du gallium liquide. On suppose que c'est dans ces structures que se fait le couplage entre l'impulsion laser principale et la matière.

Des calculs hydrodynamiques de la formation du jet ont été réalisés avec le code CHIC par V. Tikhonchuk du centre lasers intenses et applications (CELIA)

à l'université de Bordeaux. Dans ces calculs, un flux d'énergie de 14 J/cm^2 est absorbé à la surface d'une cible d'aluminium liquide, sur une épaisseur de $0,5 \text{ }\mu\text{m}$ et sur une tache focale d'un rayon de $4 \text{ }\mu\text{m}$. La tache focale principale est entourée d'une structure annulaire dont le rayon moyen est de $7,5 \text{ }\mu\text{m}$ et l'épaisseur est de $1 \text{ }\mu\text{m}$, représentant le premier cercle d'Airy de la tache focale. La densité du plasma est présentée sur la figure 4.22 à deux instants différents après l'arrivée de la pré-impulsion : 1,5 et 6 ns. Les simulations montrent que la vaporisation de la cible par la pré-impulsion forme un plasma de basse densité après 1 à 2 ns. Ce plasma a une température de quelques eV. Il absorbe très efficacement l'énergie du faisceau principal cependant très peu d'électrons rapides sont accélérés du fait de la faible densité électronique du milieu en amont de la cible (figure 4.22). Ceci aurait pour conséquence une diminution du nombre d' X de haute énergie comme observé sur la figure 4.20.

Pour des délais plus longs, de 3 à 4 ns, le plasma se détend et il devient transparent pour le faisceau principal. Les jets se forment à des instants ultérieurs, entre 5 et 8 ns. Ceux-ci sont formés du liquide de la cible, ils ont une épaisseur d'environ $1 \text{ }\mu\text{m}$ et une vitesse d'expansion de 3 à 4 km/s. L'origine physique des jets réside dans l'inhomogénéité de la tache focale due à la présence du disque d'Airy. L'éclairement fortement inhomogène produit deux ondes de chocs dans le gallium, l'une partant de la tache focale, l'autre du disque d'Airy. L'interaction de ces deux ondes de choc après quelques nanosecondes forme la structure en jet.

Dans l'expérience, l'énergie de la pré-impulsion qui est absorbée dans le gallium est 21 J/cm^2 . Elle est légèrement supérieure à celle considérée dans les simulations, cependant elle est du même ordre de grandeur. La dynamique temporelle des jets doit donc être très similaire aux résultats des simulations hydrodynamiques.

Des simulations PIC 3D avec le code Mandor ont été réalisées par D. Uryupina et al. pour comprendre les phénomènes qui ont lieu dans les jets de gallium [Ury12]. Pour cela, trois profils de plasma différents ont été considérés : une cible plane, une cible constituée de 3 jets et une cible plane avec les 3 jets. Dans la simulation, les cibles ont été irradiées par une impulsion laser de polarisation p, de durée 55 fs, avec une tache focale de $5 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et une intensité de l'ordre de 10^{17} W/cm^2 . La cible plane était inclinée à 45° par rapport au laser. Les jets étaient modélisés par trois cylindres de $1 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et avec des angles d'orientation différents. La densité électronique de la cible plane avec les 3 jets est présentée sur la figure 4.23.a.

Les spectres des électrons obtenus sont présentés sur la figure 4.23.b pour les

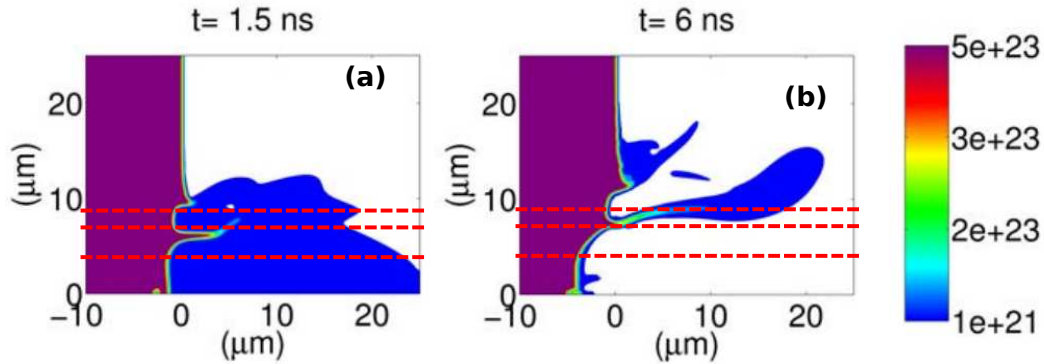


FIGURE 4.22 – Simulations hydrodynamiques de la formation d'un jet réalisées avec le code chic par V. Tikhonchuk. La densité du plasma est présentée à 1,5 et 6 ns après l'arrivée de la pré-impulsion qui arrive par la droite de l'image. Les lignes pointillées rouges délimitent la tache focale ainsi que le disque d'Airy du laser.

3 profils de plasma. Dans le cas d'une cible plane, la température électronique est d'environ 3 keV. Par contre, dans les cas où les jets sont présents, on observe deux populations d'électrons. Une première dont la température est de 5 keV et une deuxième population à plus haute température, de l'ordre de 15 keV. Les simulations montrent également que les électrons sont accélérés dans les jets puisque la présence ou non de la cible plane n'entraîne pas de modification de la forme du spectre des électrons.

La figure 4.24 présente les résultats d'une étude menée par Y. T. Li et al. [Li06]. Les auteurs ont mesuré la distribution angulaire des électrons rapides ($E > 300$ keV) accélérés par une impulsion laser de polarisation p, d'une énergie de 0,6 J et d'une durée de 30 fs sur une cible d'aluminium de 30 μm d'épaisseur. Des tirs ont été réalisés pour des angles entre le laser et la cible de $22,5^\circ$ (figure 4.24.a), 45° (figure 4.24.b) et 70° (figure 4.24.c). Les résultats montrent que plus l'impulsion laser est en incidence rasante sur la cible (angle 70°), plus le nombre d'électrons émis parallèlement à la surface de la cible est important. Les auteurs appellent cette population d'électrons *Surface fast electron (SFE)*. Les auteurs interprètent cet effet par la création de champs magnétiques et électriques quasi-statiques à la surface de la cible lorsque le laser interagit avec celle-ci en incidence rasante [Li06].

Dans le cas des expériences sur la cible de gallium, le laser arrive en incidence rasante sur les jets. Les électrons sont alors accélérés vers la surface du gallium.

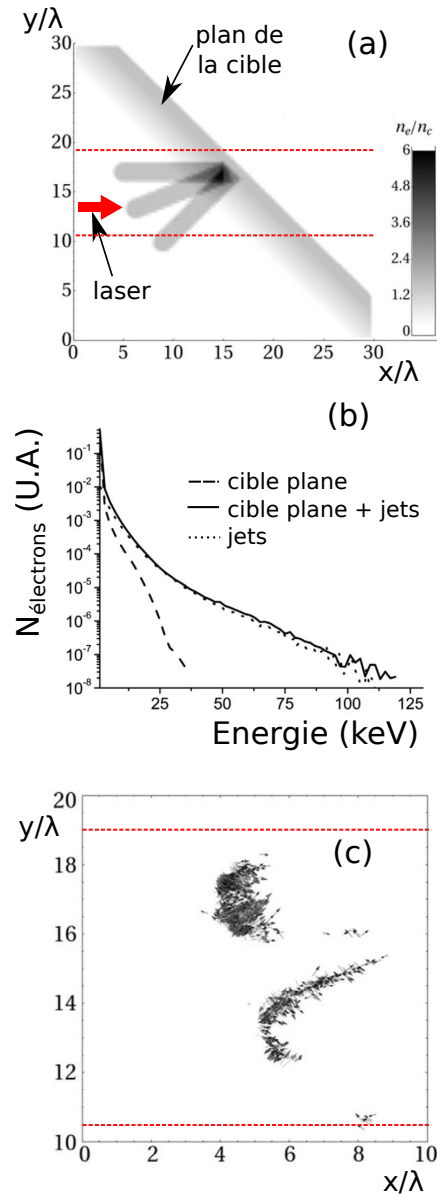


FIGURE 4.23 – (a) Densité électronique considérée dans la simulation dans le cas d’une cible plane avec 3 jets [Ury12]. (b) Spectres des électrons calculés dans les trois cas considérés : cible plane, cible plane avec jets et les 3 jets seuls [Ury12]. (c) Impulsions des électrons au niveau des jets [Ury12]. Sur les figures (a) et (c), la zone éclairée par le l’impulsion principale est délimitée par les lignes pointillées rouges.

Ceci est confirmé par la figure 4.23.c qui présente les vecteurs impulsions des électrons à l'intérieur des jets. On peut voir que les électrons les plus énergétiques se trouvent à la surface des jets laissant suggérer des mécanismes d'accélération équivalents à ceux proposés par Li et al. De plus, les vecteurs impulsions sont majoritairement orientés vers la surface du gallium par un champ électromagnétique qui s'établit entre la surface du gallium et les jets et qui tend à rappeler les électrons. Cet effet est accentué par le champ électrique du laser qui est incident sur la surface du gallium avec un angle de 45° . Les électrons qui sont rappelés vers la surface du gallium y pénètrent et produisent un fort taux d'X de *bremsstrahlung* comme observé sur la figure 4.20.

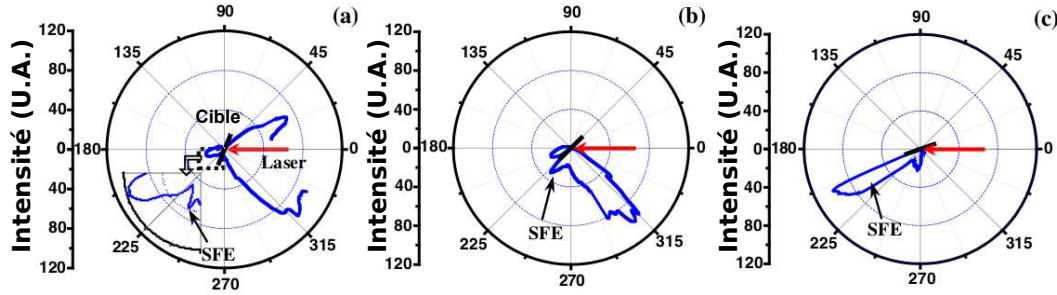


FIGURE 4.24 – Distributions angulaires des électrons rapides ($E > 300$ keV pour 3 différents angles d'incidence $22,5^\circ$ (a), 45° (b), 70° (c). Un agrandissement est présenté sur la partie (a) [Li06].

7 Conclusion

Une expérience réalisée sur l'installation AURORE du CELIA et les analyses associées ont été présentées dans ce chapitre. Une source d'X a été produite par l'interaction avec une cible liquide de gallium d'une impulsion d'une durée de 40 fs, d'une énergie de 5 mJ et de 2×10^{16} W/cm² d'intensité, cadencée à 1 kHz. Une pré-impulsion de plus petite énergie (135 μ J) a permis de créer des jets de gallium avec lesquels le faisceau principal interagit. En faisant varier le délai temporel entre la pré-impulsion et l'impulsion principale on a pu étudier les caractéristiques de la source d'X en fonction de la dynamique d'expansion du jet.

Pour cette étude, le spectre d'X émis par la cible de gallium a été caractérisé au moyen d'un scintillateur. A cet effet, une méthode permettant de tenir compte des

effets d'empilement de photons dans le scintillateur a été développée. Le nombre de photons ainsi que leur énergie moyenne ont été déterminés pour chaque délai entre la pré-impulsion et l'impulsion principale.

Il a été montré qu'un optimum est atteint pour un délai entre la pré-impulsion et l'impulsion principale compris entre 6 et 8 ns, pour lequel le nombre de photons émis ainsi que leur énergie moyenne passe par un maximum. Ces mesures, couplées aux simulations de D. Uryupina et al. montrent que des jets de gallium liquide sont formés dans cette gamme temporelle [Ury12]. Ces derniers favorisent le couplage laser/matière en incidence rasante sur les jets de gallium et augmente l'énergie des électrons accélérés et des X produits.

Conclusion

La caractérisation et l’optimisation de faisceaux d’électrons et de photons produits lors de l’interaction laser/matière est un enjeu majeur pour un grand nombre d’applications. Ce travail de thèse concerne principalement l’étude de deux sources : une source d’électrons produite avec l’installation laser ELFIE sur une cible solide dans le domaine en énergie du MeV et une source de photons produite avec l’installation laser AUORE à haute cadence sur une cible liquide de gallium dans le domaine en énergie de la dizaine de keV. Dans cette conclusion, nous rappelons les points importants abordés dans chacun des chapitres et nous présentons pour chacune de ces parties, les perspectives ouvertes par ce travail.

La première partie de ce travail présente l’étude de détecteurs utilisés pour la caractérisation des faisceaux de particules accélérés par laser : les écrans photostimulables de type SR, MS et TR de la marque Fuji [Bon13a, Bon13b, Bon13c].

Dans une première étape, la perte de signal en fonction du temps appelée *fading* a été mesurée avec des protons et des sources radioactives. Une méthode originale a été proposée pour corriger les mesures du *fading* compte tenu de la durée d’irradiation des écrans.

Dans une deuxième étape, une modélisation originale des écrans photostimulables a été réalisée permettant d’établir la fonction de réponse de ces détecteurs aux protons, électrons, photons et particules alpha dans une gamme en énergie allant de quelques keV à quelques MeV. Ce modèle s’appuie sur des simulations Monte Carlo avec le code Geant4 et sur des hypothèses simples qui font intervenir deux paramètres : la sensibilité des écrans aux particules (α) et une longueur d’absorption linéique (L) des photons dans la couche sensible du détecteur.

Des mesures des fonctions de réponses des écrans auprès de l’accélérateur de protons AIFIRA et avec des sources radioactives ont permis d’ajuster ces paramètres pour les quatre types de particules sur une gamme en énergie allant du keV à quelques dizaines de MeV. Les fonctions de réponses obtenues ont été confrontées aux données disponibles dans la littérature et il est montré que l’ensemble des jeux de données sont compatibles.

Cette étude a permis d’établir les fonctions de réponse des écrans photostimulables. Ces derniers peuvent désormais être utilisés de façon quantitative, dans une large gamme en énergie, pour caractériser des faisceaux d’électrons, de

photons, de protons et de particules alpha. Par la suite, de nouvelles mesures permettront de contraindre davantage le modèle et de le compléter. Par exemple, l'étude de la fonction de réponse de nouveaux types d'écrans photostimulables ou la comparaison des fonctions de réponse obtenues avec différents types de scanner peuvent être envisagées. Élargir ces études à la réponse aux ions plus lourds que l'hélium serait également intéressant compte tenu des possibilités qui seront offertes dans le futur pour l'accélération de ces particules par laser intense.

Dans une deuxième partie, l'étude s'est portée sur la caractérisation et l'optimisation d'une source d'électrons produite sur l'installation ELFIE du LULI dans une gamme en énergie de quelques MeV. Le faisceau principal de l'installation ELFIE a une intensité de 10^{18} W/cm² et une durée courte ($< \text{ps}$). La cible était constituée d'une feuille de polyéthylène (CH) de 1 μm d'épaisseur et d'un convertisseur de tantale placé en aval du CH par rapport au sens de propagation du laser.

Dans un premier temps, l'effet du pré-plasma généré en face avant de la cible de CH par un faisceau de chauffage (intensité de quelques 10^{14} W/cm²) a été étudié. Des gradients de pré-plasma compris entre 100 μm et 600 μm ont été obtenus expérimentalement. Il est montré que la température du faisceau d'électrons est globalement constante dans la gamme de longueurs de gradient de pré-plasma considérée. De plus l'évolution du nombre d'électrons de plus de 10 MeV et de la taille de la source de photons avec la longueur du gradient de pré-plasma suggèrent que l'interaction du laser avec le pré-plasma s'effectue de plus en plus en amont de la position originale de la cible au fur et mesure que la longueur du gradient augmente. Une comparaison des résultats avec ceux obtenus sur des campagnes d'expériences sur l'installation Alisé montre qu'un optimum sur le nombre d'électrons de plus de 10 MeV pourrait être obtenu pour un gradient de pré-plasma de l'ordre d'une centaine de micromètres.

Dans un deuxième temps, l'effet du pré-plasma en face arrière de la cible a été étudié pour des configurations dans lesquelles le convertisseur de tantale n'était pas accolé à la cible de CH. Différentes épaisseurs (100, 400 et 700 μm) d'espace ou *gap* entre la feuille de CH et le bloc de tantale ont été considérées. Ceci a permis de faire varier l'extension du plasma au moment de l'arrivée du faisceau principal. Pour des délais entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal suffisamment longs, le pré-plasma était suffisamment détendu pour que le laser puisse, a priori, se propager dans le gap. Dans ce cas, il est montré que

la température et le nombre d'électrons accélérés augmentent. L'extension du plasma en face arrière est donc un paramètre qu'il est possible d'exploiter pour optimiser le nombre d'électrons accélérés et leurs énergies moyennes. Les résultats expérimentaux doivent encore être confrontés à des simulations numériques afin de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent dans le plasma.

Les résultats de cette expérience ont révélé que la présence d'un gap est un paramètre important qui peut être pris en compte pour optimiser une source d'électrons de grande énergie. Dans le futur, le groupe ENL prévoit de nouvelles expériences avec des cibles pourvues de gap, notamment pour tester leur effet lorsque leur profondeur est inférieure à 100 μm .

Au cours de cette expérience, en optimisant l'interaction laser plasma dans un gap, quelques 2×10^{11} électrons de plus de 10 MeV ont été accélérés donnant un nombre de photons de l'ordre de 3×10^9 dans un tir laser. Même si la valeur de 10^{10} photons qui a été estimée dans l'introduction pour produire 10^4 noyaux dans leur état isomérique dans un plasma n'est pas encore atteinte, on voit que la valeur obtenue expérimentalement s'en approche.

Finalement, dans une troisième partie, ce travail de thèse s'est focalisé sur la caractérisation d'une source de photons produite à haute cadence (1 kHz) dans un domaine en énergie de quelques dizaines de keV lors de l'interaction d'un laser avec une cible de gallium liquide. Une pré-impulsion a été utilisée pour modifier l'état de surface de la cible liquide. Il a été montré que pour un délai de plusieurs ns entre la pré-impulsion et le faisceau principal des jets de gallium se forment à la surface de la cible et modifient les caractéristiques du faisceau de photons produit.

Les caractéristiques de la source de photons ont été mesurées au moyen d'un scintillateur. Une méthode originale permettant de tenir compte des effets d'empilement dans le scintillateur a été développée. Le nombre, ainsi que l'énergie moyenne des photons émis, ont été mesurés pour chaque séquence de tirs.

Il a été montré qu'un optimum du nombre de photons émis ainsi que de leur énergie moyenne est atteint lorsque le délai entre la pré-impulsion et le faisceau principal est compris entre 6 ns et 8 ns. Des études numériques montrent que cet optimum correspond à une configuration pour laquelle des jets sont formés et se développent à la surface de la cible de gallium. L'interaction de l'impulsion laser avec ces structures favorise les mécanismes d'accélération des électrons en direction du gallium fondu et donc la production de photons par bremsstrahlung.

Les cibles liquides permettent de produire des sources de photons à haute cadence. Elles sont une alternative aux cibles gazeuses qui autorisent des fréquences de tirs élevées mais dans lesquelles la conversion des électrons en photons est limitée par la faible densité du gaz.

Dans le futur, des expériences originales de physique nucléaire dans les plasmas pourront être envisagées compte tenu des caractéristiques énergétiques des sources de particules produites avec les lasers ultra intenses. On peut par exemple citer l'étude de la modification de la probabilité de désexcitation par conversion interne d'un noyau lorsque l'édifice atomique est placé dans un plasma. Plusieurs noyaux sont actuellement à l'étude pour réaliser ce type d'expérience, parmi lesquels, on peut citer l' ^{114}In produit par la réaction $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114}\text{In}$ ou par la réaction $^{114}\text{Cd}(p, n)^{114}\text{In}$. Ce noyau possède un état isomérique à 536 keV d'une durée de vie 43 ms et un état fondamental d'une durée de vie de 71,9 s. L'état isomérique est principalement peuplé par conversion interne alors que l'état fondamental est peuplé par radioactivité γ des états de plus hautes énergies. Ainsi la mesure de la population des ces états dans des cibles à l'état de solide ou à l'état de plasma permettrait de mettre en évidence des perturbations sur le couplage entre le noyau et son cortège électronique. Ce type d'expérience n'est réalisable que sur des installations lasers permettant au cours d'un même tir de produire un plasma et des faisceaux de particules générant des états nucléaires excités en quantité dans la cible. L'optimisation de sources de particules est d'un enjeu primordial pour une étude quantitative de ces phénomènes.

Bibliographie

- [Ago03] S. Agostinelli *et al.*, Geant4 - a simulation toolkit, [Nucl. Instrum. Meth. A](#), **506**, 3; 250 – 303 (2003). (Cité en page 49.)
- [Ale07] M. M. Aleonard *et al.*, Energetic electrons produced in the interaction of a kiloHertz femtosecond laser with tantalum targets, [J. Mod. Opt.](#), **54**, 16-17; 2585–2593 (2007). (Non cité.)
- [Ami95] F. Amiranoff *et al.*, The plasma beat-wave acceleration experiment at Ecole Polytechnique, [Nucl. Instrum. Meth. A](#), **363**, 3; 497–510 (1995). (Cité en page 1.)
- [Ami98] F. Amiranoff *et al.*, Observation of Laser Wakefield Acceleration of Electrons, [Phys. Rev. Lett.](#), **81**; 995–998 (1998). (Cité en pages 16 et 17.)
- [Ast] Base de données Astar:
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html> . (Cité en page 83.)
- [Att95] F. Attallah *et al.*, Charge State Blocking of *K*-Shell Internal Conversion in ^{125}Te , [Phys. Rev. Lett.](#), **75**; 1715–1718 (1995). (Cité en page 2.)
- [Atz05] S. Atzeni, A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, D. D. Sarto, T. Liseykina, A. Macchi and F. Pegoraro, Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas, [Comput. Phys. Commun.](#), **169**; 153 – 159 (2005). (Cité en page 150.)
- [Ban06] G. J. Bansal, Digital radiography. A comparison with modern conventional imaging, [Postgrad Med J](#), **82**; 425–428 (2006). (Cité en page 34.)
- [Bas99] S. Bastiani, P. Audebert, J. P. Geindre, T. Schlegel, J. C. Gauthier, C. Quoi, G. Hamoniaux, G. Grillon and A. Antonetti, Hot-electron distribution functions in a subpicosecond laser interaction with solid targets of varying initial gradient scale lengths, [Phys. Rev. E](#), **60**; 3439–3442 (1999). (Cité en page 96.)
- [Beg97] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fewes, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys and M. Tatarakis, A study of picosecond laser–solid interactions up to $10^{19} \text{ W/cm}^{-2}$, [Phys. Plasmas](#), **4**, 2; 447–457 (1997). (Cité en pages 22, 23, 24 et 96.)

- [BEL] <http://www.lbl.gov/publicinfo/newscenter/features/2008/apr/af-bella.html>.
(Cité en page 8.)
- [Ben79] R. Benattar, C. Popovics and R. Sigel, Polarized light interferometer for laser fusion studies, *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 12; 1583–1586 (1979).
(Cité en pages 108 et 109.)
- [Bir51] J. B. Birks, Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations, *Proc. Phys. Soc. London, Sect. A*, **64**, 10; 874– (1951). (Cité en page 87.)
- [Bir64] J. Birks, *The theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press (1964). (Cité en page 87.)
- [Bon13a] T. Bonnet, M. Comet, D. Denis-Petit, F. Gobet, F. Hannachi, M. Tarrisien and M. Versteegen, Two parameter model of Fuji imaging plate response function to protons, volume 8779, pages 87791N–87791N–7 (2013). (Cité en page 197.)
- [Bon13b] T. Bonnet, M. Comet, D. Denis-Petit, F. Gobet, F. Hannachi, M. Tarrisien, M. Versteegen and M. M. Aleonard, Response functions of Fuji imaging plates to monoenergetic protons in the energy range 0.6–3.2 MeV, *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 1; 013508–6 (2013). (Cité en page 197.)
- [Bon13c] T. Bonnet, M. Comet, D. Denis-Petit, F. Gobet, F. Hannachi, M. Tarrisien, M. Versteegen and M. M. Aléonard, Response functions of imaging plates to photons, electrons and 4He particles, *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 10; – (2013). (Cité en page 197.)
- [Buf11] S. Buffechoux, Thèse de doctorat, *Université Paris Sud XI* (2011).
(Cité en page 12.)
- [Cai10] H. Cai, K. Mima, A. Sunahara, T. Johzaki, H. Nagatomo, S. ping Zhu and X. T. He, Prepulse effects on the generation of high energy electrons in fast ignition scheme, *Phys. Plasmas*, **17**, 2; 023106 (2010). (Cité en page 96.)
- [Che93] H. Chen, B. Soom, B. Yaakobi, S. Uchida and D. D. Meyerhofer, Hot-electron characterization from $K \alpha$ measurements in high-contrast, p -polarized, picosecond laser-plasma interactions, *Phys. Rev. Lett.*, **70**; 3431–3434 (1993). (Cité en page 162.)
- [Che08a] C. D. Chen *et al.*, Bremsstrahlung and K alpha fluorescence measurements for inferring conversion efficiencies into fast ignition relevant hot electrons, *Phys. Plasmas*, **16**, 8; 082705 (2008). (Cité en page 35.)

- [Che08b] H. Chen *et al.*, Absolute calibration of image plates for electrons at energy between 100 keV and 4 MeV, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 3; 033301 (2008). (Cité en pages 35, 36, 71 et 82.)
- [Cho09] I. W. Choi, C. M. Kim, J. H. Sung, I. J. Kim, T. J. Yu, S. K. Lee, Y.-Y. Jin, K. H. Pae, N. Hafz and J. Lee, Absolute calibration of a time-of-flight spectrometer and imaging plate for the characterization of laser-accelerated protons, *Meas. Sci. Technol.*, **20**, 11; 115112 (2009). (Cité en pages 35, 59, 60 et 69.)
- [Cla00] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. Machacek, M. I. K. Santala, I. Watts, P. A. Norreys and A. E. Dangor, Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1654–1657 (2000). (Cité en page 162.)
- [CLF] A. Compant La Fontaine, Communication privée. (Cité en page 105.)
- [CLF07] A. Compant La Fontaine, Ion emission at the target of the radiographic devices PIVAIR and AIRIX, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, 6; 1712 (2007). (Cité en page 112.)
- [Com11] M. Comet, Stage de Master 2, *Université Bordeaux 1* (2011). (Cité en page 178.)
- [Cou] C. Courtois, Communication privée. (Cité en page 113.)
- [Cou09] C. Courtois *et al.*, Effect of plasma density scale length on the properties of bremsstrahlung x-ray sources created by picosecond laser pulses, *Phys. Plasmas*, **16**, 1; 013105 (2009). (Cité en pages 96, 99, 100, 113, 139, 140 et 143.)
- [Cra70] R. Craun and D. Smith, Analysis of response data for several organic scintillators, *Nuclear Instruments and Methods*, **80**, 2; 239 – 244 (1970). (Cité en page 88.)
- [Eas84] R. W. Eason, D. K. Bradley, J. D. Kilkenny and G. N. Greaves, Improved laser-EXAFS studies of aluminium foil, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **17**, 28; 5067 (1984). (Cité en pages 1 et 161.)
- [Fau04] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka, A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams, *Nature*, **431**, 7008; 541–544 (2004). (Cité en pages 1 et 21.)

- [Fau06] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec and V. Malka, Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses, *Nature*, **444**, 7120; 737–739 (2006). (Cité en page 96.)
- [Fre11] C. G. Freeman *et al.*, Calibration of a Thomson parabola ion spectrometer and Fujifilm imaging plate detectors for protons, deuterons, and alpha particles, *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 7; 073301 (2011). (Cité en pages 35, 59, 60, 69, 70, 82, 86 et 87.)
- [Fuc] J. Fuchs, Communication privée. (Cité en page 36.)
- [Fuc05] J. Fuchs *et al.*, Comparison of Laser Ion Acceleration from the Front and Rear Surfaces of Thin Foils, *Phys. Rev. Lett.*, **94**; 045004 (2005). (Cité en page 162.)
- [Ged04] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and W. P. Leemans, High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding, *Nature*, **431**, 7008; 538–541 (2004). (Cité en pages 1 et 21.)
- [Ger07] M. Gerbaux, Thèse de doctorat, *Université Bordeaux 1* (2007). (Cité en pages 9, 21, 30 et 115.)
- [Ger08] M. Gerbaux *et al.*, High flux of relativistic electrons produced in femto-second laser-thin foil target interactions: Characterization with nuclear techniques, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 2; 023504 (2008). (Cité en pages 4 et 96.)
- [Gib96] P. Gibbon and E. Förster, Short-pulse laser-plasma interactions, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 6; 769–793 (1996), cited By (since 1996)295. (Cité en page 161.)
- [Giz94] L. A. Gizzi, D. Giulietti, A. Giulietti, T. Afshar-Rad, V. Biancalana, P. Chessa, C. Danson, E. Schifano, S. M. Viana and O. Willi, Characterization of laser plasmas for interaction studies, *Phys. Rev. E*, **49**, 6; 5628–5643 (1994). (Cité en page 109.)
- [Gli05] Y. Glinec *et al.*, High-Resolution γ -Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 2; 025003– (2005). (Cité en page 96.)
- [Gli06] Y. Glinec, Thèse de doctorat, *Ecole polytechnique* (2006). (Cité en pages 10, 13, 17, 18 et 20.)

- [Gob06] F. Gobet *et al.*, Absolute energy distribution of hard x rays produced in the interaction of a kilohertz femtosecond laser with tantalum targets, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 9; 093302 (2006). (Cité en pages 173, 175 et 183.)
- [Gob08] F. Gobet *et al.*, Particle characterization for the evaluation of the 181 m Ta excitation yield in millijoule laser induced plasmas, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **41**, 14; 145701 (2008). (Cité en page 161.)
- [Gob11] F. Gobet, C. Plaisir, F. Hannachi, M. Tarisien, T. Bonnet, M. Versteegen, M. Aléonard, G. Gosselin, V. Méot and P. Morel, Nuclear physics studies using high energy lasers, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **653**, 1; 80 – 83 (2011). (Cité en page 161.)
- [Gol02] T. Goldsack *et al.*, Multimegavolt multiaxis high-resolution flash X-ray source development for a new hydrodynamics research facility at AWE Aldermaston, *Plasma Science, IEEE Transactions on*, **30**, 1; 239–253 (2002). (Cité en page 2.)
- [Gor02] V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev, A. B. Savel'ev, D. S. Uryupina and R. V. Volkov, Experimental characterization of hot electron production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 12; 2555 (2002). (Cité en page 164.)
- [Gor07] V. M. Gordienko, M. V. Kurilova, E. V. Rakov, A. B. Savel'ev and D. S. Uryupina, Highly stable plasma source produced on the liquid-gallium surface by a femtosecond laser pulse, *Quantum Electronics*, **37**, 7; 651 (2007). (Cité en page 162.)
- [Gos] G. Gosselin, Communication privée. (Cité en page 3.)
- [Gos07] G. Gosselin, V. Méot and P. Morel, Modified nuclear level lifetime in hot dense plasmas, *Phys. Rev. C*, **76**, 4; 044611– (2007). (Cité en page 2.)
- [Gre08] J. S. Green *et al.*, Effect of Laser Intensity on Fast-Electron-Beam Divergence in Solid-Density Plasmas, *Phys. Rev. Lett.*, **100**; 015003 (2008). (Cité en pages 26, 27, 96, 146 et 147.)
- [Hai09] M. G. Haines, M. S. Wei, F. N. Beg and R. B. Stephens, Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition, *Phys. Rev. Lett.*, **102**; 045008 (2009). (Cité en page 22.)
- [Han07] F. Hannachi *et al.*, Prospects for nuclear physics with lasers, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **49**, 12B; B79 (2007). (Cité en page 161.)

- [Har09] M. Harmand, Thèse de doctorat, *Université Bordeaux 1* (2009). (Cité en page 28.)
- [Her93] K. Herrlin, G. Svahn, C. Olsson, H. Pettersson, C. Tillman, A. Persson, C.-G. Wahlstrom and S. Svanberg, Generation of X rays for medical imaging by high-power lasers: Preliminary results, *Radiology*, **189**, 1; 65–68 (1993). (Cité en page 2.)
- [Hid06] B. Hidding *et al.*, Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **96**; 105004 (2006). (Cité en page 21.)
- [Hid07] B. Hidding *et al.*, Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment, *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 8; 083301 (2007). (Cité en pages 35, 36, 48, 49 et 50.)
- [Hon06] J. Honrubia and J. M. ter Vehn, Three-dimensional fast electron transport for ignition-scale inertial fusion capsules, *Nuclear Fusion*, **46**, 11; L25– (2006). (Cité en page 2.)
- [Iva10] K. Ivanov, D. Uryupina, N. Morshedien, R. Volkov and A. Savel'ev, Acceleration of heavy multicharged ions in the interaction of a subrelativistic femtosecond laser pulse with a melted metal surface, *Plasma Phys. Rep.*, **36**, 2; 99–104 (2010). (Cité en page 162.)
- [Iva11] K. Ivanov, D. Uryupina, R. Volkov, A. Shkurinov, I. Ozheredov, A. Paskhalov, N. Eremin and A. Savel'ev, High repetition rate laser-driven K_α X-ray source utilizing melted metal target, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **653**, 1; 58 – 61 (2011). (Cité en page 162.)
- [Izu06] N. Izumi, R. Snavely, G. Gregori, J. A. Koch, H.-S. Park and B. A. Remington, Application of imaging plates to x-ray imaging and spectroscopy in laser plasma experiments (invited), *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 10; 10E325 (2006). (Cité en pages 48 et 49.)
- [Jia03] Y. Jiang, T. Lee and C. G. Rose-Petruck, Generation of ultrashort hard-x-ray pulses with tabletop laser systems at a 2-kHz repetition rate, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1; 229–237 (2003). (Cité en page 162.)
- [Key98] M. H. Key *et al.*, Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research, *Phys. Plasmas*, **5**, 5; 1966–1972 (1998). (Cité en pages 26 et 96.)
- [Kla91] N. Klay, F. Kappeler, H. Beer and G. Schatz, Nuclear structure of ^{176}Lu and its astrophysical consequences. ^{176}Lu , a thermometer for stellar helium burning, *Phys. Rev. C*, **44**, 6; 2839–2849 (1991). (Cité en page 3.)

- [Kno10] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons (2010). (Cité en pages 170 et 176.)
- [Kor02] G. Korn, A. Thoss, H. Stiel, U. Vogt, M. Richardson, T. Elsaesser and M. Faubel, Ultrashort 1-kHz laser plasma hard x-ray source, *Opt. Lett.*, **27**, 10; 866–868 (2002). (Cité en page 162.)
- [Kru85] W. L. Kruer and K. Estabrook, J x B heating by very intense laser light, *Phys. Fluids*, **28**, 1; 430–432 (1985). (Cité en page 15.)
- [LEA] LEA-CERA:
<http://www.lea-cerca.com/>. (Cité en pages 40 et 71.)
- [Lee06] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder and S. M. Hooker, GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator, *Nat. Phys.*, **2**, 10; 696–699 (2006). (Cité en page 21.)
- [Lef97] E. Lefebvre and G. Bonnaud, Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser-plasma interaction, *Phys. Rev. E*, **55**; 1011–1014 (1997). (Cité en page 27.)
- [Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*, Springer (1994). (Cité en page 170.)
- [Li03] Y. T. Li, J. Zhang, Z. M. Sheng, H. Teng, T. J. Liang, X. Y. Peng, X. Lu, Y. J. Li and X. W. Tang, Spatial Distribution of High-Energy Electron Emission from Water Plasmas Produced by Femtosecond Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **90**; 165002 (2003). (Cité en page 162.)
- [Li06] Y. T. Li *et al.*, Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **96**; 165003 (2006). (Cité en pages 192 et 194.)
- [LUL] <http://www.luli.polytechnique.fr/accueil/les-installations/luli2000/laser/>. (Cité en page 8.)
- [LUL13] LULI, Revue d’installation (2013). (Cité en page 102.)
- [Mac10] A. G. MacPhee *et al.*, Limitation on Prepulse Level for Cone-Guided Fast-Ignition Inertial Confinement Fusion, *Phys. Rev. Lett.*, **104**; 055002 (2010). (Cité en page 96.)
- [Mal02a] G. Malka *et al.*, Relativistic electron generation in interactions of a 30 TW laser pulse with a thin foil target, *Phys. Rev. E*, **66**; 066402 (2002). (Cité en pages 17, 19 et 96.)

- [Mal02b] V. Malka *et al.*, Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse, *Science*, **298**, 5598; 1596–1600 (2002). (Cité en page 18.)
- [Mal05] V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov and J.-P. Rousseau, Monoenergetic electron beam optimization in the bubble regime, *Phys. Plasmas*, **12**, 5; 056702 (2005). (Cité en page 21.)
- [Man04] S. P. D. Mangles *et al.*, Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions, *Nature*, **431**; 535–538 (2004). (Cité en pages 1, 20 et 21.)
- [Man08] A. Mančič, J. Fuchs, P. Antici, S. A. Gaillard and P. Audebert, Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20 MeV) high-energy proton detectors, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 7; 073301 (2008). (Cité en pages 35, 59, 60 et 69.)
- [Mar] J. R. Marquès, Communication privée. (Cité en pages 103, 109, 110 et 111.)
- [May99] M. Mayer, SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA, *AIP Conference Proceedings*, **475**, 1; 541–544 (1999). (Cité en pages 61 et 64.)
- [McM50] E. M. McMillan, The Origin of Cosmic Rays, *Phys. Rev.*, **79**, 3; 498–501 (1950). (Cité en page 1.)
- [Mea08] A. L. Meadowcroft, C. D. Bentley and E. N. Stott, Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 11; 113102 (2008). (Cité en pages 35, 36, 70, 80 et 86.)
- [Miu05] E. Miura, K. Koyama, S. Kato, N. Saito, M. Adachi, Y. Kawada, T. Nakamura and M. Tanimoto, Demonstration of quasi-monoenergetic electron-beam generation in laser-driven plasma acceleration, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 25; 251501 (2005). (Cité en page 21.)
- [Mor92] C. Mori and A. Matsumura, Radioactivity and geometrical distribution measurements of alpha-emitter specimens with the imaging plate, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **312**; 39 – 42 (1992). (Cité en page 43.)
- [Mé07] V. Méot, J. Aupiais, P. Morel, G. Gosselin, F. Gobet, J. N. Scheurer and M. Tarisien, Half-life of the first excited state of ^{201}Hg , *Phys. Rev. C*, **75**, 6; 064306– (2007). (Cité en page 2.)

- [Nak95] K. Nakajima *et al.*, Observation of Ultrahigh Gradient Electron Acceleration by a Self-Modulated Intense Short Laser Pulse, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 22; 4428–4431 (1995). (Cité en page 1.)
- [Nak08] N. Nakanii *et al.*, Absolute calibration of imaging plate for electron spectrometer measuring GeV-class electrons, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **112**, 3; 032073– (2008). (Cité en page 71.)
- [Nor09] P. Norreys *et al.*, Recent fast electron energy transport experiments relevant to fast ignition inertial fusion, *Nucl. Fusion*, **49**, 10; 104023 (2009). (Cité en page 22.)
- [Nè11] J. P. Nègre, Conception et performances d'un dosimètre passif composé d'un empilement d'écrans radio-photoluminescents à mémoire (ERLM) à base de BaF (Br,I):Eu²⁺, *Rapport CEA* (2011). (Cité en page 39.)
- [Ohu00] H. Ohuchi, A. Yamadera and T. Nakamura, Functional equation for the fading correction of imaging plates, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **450**, 2-3; 343 – 352 (2000). (Cité en pages 42 et 46.)
- [Ohu02] H. Ohuchi and A. Yamadera, Dependence of fading patterns of photo-stimulated luminescence from imaging plates on radiation, energy, and image reader, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **490**, 3; 573 – 582 (2002). (Cité en pages 42 et 46.)
- [Oik97] T. Oikawa, A. Taniyama and D. Shindo, The Characteristics of Imaging Plate for Transmission Electron Microscope and its Application to Quantitative Image Analysis, *Ionizing Radiation*, **23**, 2; 97 (1997). (Cité en page 43.)
- [Oll76] R. W. Ollerhead, F. M. Mann, D. W. Kneff, Z. E. Switkowski and T. A. Tombrello, Sputtering of Nb by 12-MeV Protons, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 8; 439–442 (1976). (Cité en page 62.)
- [Ovc13] V. M. Ovchinnikov, D. W. Schumacher, M. McMahon, E. A. Chowdhury, C. D. Chen, A. Morace and R. R. Freeman, Effects of Preplasma Scale Length and Laser Intensity on the Divergence of Laser-Generated Hot Electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **110**; 065007 (2013). (Cité en page 26.)
- [Par11] B. S. Paradkar, M. S. Wei, T. Yabuuchi, R. B. Stephens, M. G. Haines, S. I. Krasheninnikov and F. N. Beg, Numerical modeling of fast electron generation in the presence of preformed plasma in laser-matter interaction at relativistic intensities, *Phys. Rev. E*, **83**; 046401 (2011). (Cité en pages 23, 24, 96 et 98.)

- [Per10] F. Perez, Thèse de doctorat, *Ecole polytechnique* (2010). (Cité en pages 22 et 23.)
- [Pet96] S. Petzoldt, J. Reif and E. Matthias, Laser plasma threshold of metals, *Appl. Surf. Sci.*, **96-98**; 199 – 204 (1996). (Cité en page 163.)
- [Pin08] Y. Ping *et al.*, Absorption of Short Laser Pulses on Solid Targets in the Ultrarelativistic Regime, *Phys. Rev. Lett.*, **100**; 085004 (2008). (Cité en pages 27 et 96.)
- [Pla10] C. Plaisir, Thèse de doctorat, *Université Bordeaux 1* (2010). (Cité en pages 10, 30, 118, 119 et 120.)
- [Puk97] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, Laser Hole Boring into Overdense Plasma and Relativistic Electron Currents for Fast Ignition of ICF Targets, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 14; 2686–2689 (1997). (Cité en page 96.)
- [Puk99] A. Pukhov, Z.-M. Sheng and J. M. ter Vehn, Particle acceleration in relativistic laser channels, *Phys. Plasmas*, **6**, 7; 2847–2854 (1999). (Cité en pages 115, 141 et 142.)
- [Puk02] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime, *Appl. Phys. B*, **74**, 4-5; 355–361 (2002). (Cité en page 19.)
- [Ren11] O. Renner, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, E. Krousky, P. Pisarczyk, M. Smid, J. Ullschmied and E. Dalimier, Plasma-wall interaction studies with optimized laser-produced jets, *Phys. Plasmas*, **18**, 9; 093503 (2011). (Cité en page 153.)
- [Ril05] D. Riley, J. J. Angulo-Gareta, F. Y. Khattak, M. J. Lamb, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, A. J. Langley, R. J. Clarke and D. Neely, K alpha yields from Ti foils irradiated with ultrashort laser pulses, *Phys. Rev. E*, **71**; 016406 (2005). (Cité en page 162.)
- [Rou03] A. Rouyer, A new simple method for decoding penumbra image: The filtered autocorrelation, *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 3; 1234–1239 (2003). (Cité en page 113.)
- [San00] M. I. K. Santala *et al.*, Effect of the Plasma Density Scale Length on the Direction of Fast Electrons in Relativistic Laser-Solid Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, **84**; 1459–1462 (2000). (Cité en pages 24 et 25.)
- [Sch94] J. M. Schins, P. Breger, P. Agostini, R. C. Constantinescu, H. G. Muller, G. Grillon, A. Antonetti and A. Mysyrowicz, Observation of Laser-Assisted Auger Decay in Argon, *Phys. Rev. Lett.*, **73**; 2180–2183 (1994). (Cité en page 162.)

- [Sna00] R. A. Snavely *et al.*, Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 14; 2945–2948 (2000). (Cité en page 162.)
- [Son83] M. Sonoda, M. Takano, J. Miyahara and H. Kato, Computed radiography utilizing scanning laser stimulated luminescence, *Radiology*, **148**; 833–838 (1983). (Cité en page 34.)
- [SP97] C. M. Schaefer-Prokop and M. Prokop, Storage phosphor radiography, *European Radiology*, **7**; S58–S65 (1997). (Cité en page 34.)
- [Spr87] P. Sprangle, C.-M. Tang and E. Esarey, Relativistic Self-Focusing of Short-Pulse Radiation Beams in Plasmas, *IEEE Trans. on Plasma Science*, **15**, 2; 145–153 (1987). (Cité en page 13.)
- [Str85] D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics Communications*, **56**, 3; 219 – 221 (1985). (Cité en pages 1, 7 et 102.)
- [Taj79] T. Tajima and J. M. Dawson, Laser Electron Accelerator, *Phys. Rev. Lett.*, **43**; 267–270 (1979). (Cité en pages 1 et 16.)
- [Tan05] K. A. Tanaka, T. Yabuuchi, T. Sato, R. Kodama, Y. Kitagawa, T. Takahashi, T. Ikeda, Y. Honda and S. Okuda, Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer, *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 1; 013507 (2005). (Cité en pages 35, 41, 43, 48 et 70.)
- [Tar11] M. Tarisien, C. Plaisir, F. Gobet, F. Hannachi, M. M. Aleonard and A. Rebi, NATALIE: A 32 detector integrated acquisition system to characterize laser produced energetic particles with nuclear techniques, *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 2; 023302 (2011). (Cité en pages 4, 30 et 120.)
- [Tik02] V. T. Tikhonchuk, Interaction of a beam of fast electrons with solids, *Phys. Plasmas*, **9**, 4; 1416–1421 (2002). (Cité en page 166.)
- [Tin97] A. Ting, C. I. Moore, K. Krushelnick, C. Manka, E. Esarey, P. Sprangle, R. Hubbard, H. R. Burris, R. Fischer and M. Baine, Plasma wakefield generation and electron acceleration in a self-modulated laser wakefield accelerator experiment, *Phys. Plasmas*, **4**, 5; 1889–1899 (1997). (Cité en page 1.)
- [Tom95] I. V. Tomov, P. Chen and P. M. Rentzepis, Picosecond time-resolved X-ray diffraction during laser-pulse heating of an Au(111) crystal, *J. Appl. Cryst.*, **28**, 3; 358–362 (1995). (Cité en page 1.)

- [Ums96] D. Umstadter, J. K. Kim and E. Dodd, Laser Injection of Ultrashort Electron Pulses into Wakefield Plasma Waves, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 12; 2073–2076 (1996). (Cité en page 1.)
- [Ury12] D. S. Uryupina, K. A. Ivanov, A. V. Brantov, A. B. Savel'ev, V. Y. Bychenkov, M. E. Povarnitsyn, R. V. Volkov and V. T. Tikhonchuk, Femtosecond laser-plasma interaction with prepulse-generated liquid metal microjets, *Phys. Plasmas*, **19**, 1; 013104 (2012). (Cité en pages 162, 163, 164, 165, 188, 190, 191, 193 et 195.)
- [Vau12] B. Vauzour, Thèse de doctorat, *Université Bordeaux 1* (2012). (Cité en pages 28 et 29.)
- [Vol04] R. V. Volkov, V. M. Gordienko, P. M. Mikheev, A. B. Savel'ev and D. S. Uryupina, High-temperature plasma produced on a free liquid surface by femtosecond laser pulses, *Quantum Electronics*, **34**, 2; 135 (2004). (Cité en page 162.)
- [vS92] H. von Seggern, X-ray imaging with photostimulable phosphors, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **322**, 3; 467 – 471 (1992). (Cité en pages 38 et 39.)
- [Wan13] X. Wang *et al.*, Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV, *Nat Commun*, **4**; – (2013). (Cité en page 21.)
- [Wil92] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon, Absorption of ultra-intense laser pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **69**; 1383–1386 (1992). (Cité en pages 22, 23, 24 et 96.)
- [Xco] Base de donnée Xcom:
<http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>. (Cité en page 74.)
- [Yab10] T. Yabuuchi *et al.*, Transport study of intense-laser-produced fast electrons in solid targets with a preplasma created by a long pulse laser, *Phys. Plasmas*, **17**, 6; 060704 (2010). (Cité en pages 96 et 97.)
- [Yam93] A. Yamadera, E. Kim, T. Miyata and T. Nakamura, Evaluation of characteristics of imaging plates as personal dosimeter for X and γ -rays, *Radioisotopes*, **42**; 676–682 (1993). (Cité en page 43.)
- [Zei10] K. Zeil, S. D. Kraft, A. Jochmann, F. Kroll, W. Jahr, U. Schramm, L. Karsch, J. Pawelke, B. Hidding and G. Pretzler, Absolute response of Fuji imaging plate detectors to picosecond-electron bunches, *Rev. Sci. Instrum.*, **81**, 1; 013307 (2010). (Cité en pages 35, 41, 43 et 86.)
- [Zer98] I. Zergioti and M. Stuke, Short pulse UV laser ablation of solid and liquid gallium, *Appl. Phys. A*, **67**, 4; 391–395 (1998). (Cité en page 163.)

Résumé :

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la caractérisation et de l'optimisation des faisceaux d'électrons et de photons produits lors de l'interaction d'un laser à impulsion courte et intense avec la matière. En particulier, dans la perspective d'utiliser ces faisceaux pour des expériences de physique nucléaire dans les plasmas, nous nous sommes intéressés à deux gammes en énergie : l'une centrée autour de quelques MeV et l'autre centrée autour de quelques dizaines de keV. La première partie de ce travail est consacrée à la caractérisation des écrans photostimulables, détecteurs couramment utilisés dans les expériences de production et d'étude des faisceaux de particules accélérées par laser. Un modèle de ces détecteurs est développé et ajusté aux données expérimentales. Ainsi les fonctions de réponse aux électrons, photons, protons et particules alpha des écrans de type MS, SR et TR de la marque Fuji sont établies dans une gamme en énergie de quelques keV à plusieurs MeV. La seconde partie de ce travail est consacrée à l'étude des sources d'électrons et de photons intenses et brèves produites lors de l'interaction d'un laser avec une cible solide ou liquide. Une expérience a été réalisée auprès de l'installation ELFIE du LULI où des faisceaux d'électrons et de photons accélérés jusqu'à quelques MeV ont été obtenus. Les distributions en énergie et angulaire des faisceaux d'électrons et de photons ont été caractérisées et la source a été optimisée en faisant varier l'extension spatiale du plasma, tant en amont qu'en aval de la position initiale de la cible. Dans la configuration optimale du couplage laser-plasma, plus de 10^{11} électrons de plus de 10 MeV sont accélérés. Dans le cas des cibles liquides, la source de photons a été obtenue à haute cadence dans une gamme en énergie d'une dizaine de keV par interaction entre le laser intense AURORE du CELIA (quelques $10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) et d'une cible de gallium fondu. Il est montré que l'énergie moyenne et le nombre des photons peuvent être optimisés en créant des jets de gallium à la surface de la cible liquide au moyen d'une pré-impulsion laser. Une interprétation physique du phénomène s'appuyant sur des simulations numériques est proposée.

Mots clés :

Ecran photostimulable ; laser/plasma ; source particules ; ELFIE ; AURORE ; gallium

Abstract:

This work takes place in the framework of the characterization and the optimization of laser-driven electron and photon sources. With the goal of using these sources for nuclear physics experiments, we focused on 2 energy ranges: one around a few MeV and the other around a few tens of keV. The first part of this work is thus dedicated to the study of detectors routinely used for the characterization of laser-driven particle sources: Imaging Plates. A model has been developed and is fitted to experimental data. Response functions to electrons, photons, protons and alpha particles are established for SR, MS and TR Fuji Imaging Plates for energies ranging from a few keV to several MeV. The second part of this work present a study of ultrashort and intense electron and photon sources produced in the interaction of a laser with a solid or liquid target. An experiment was conducted at the ELFIE facility at LULI where beams of electrons and photons were accelerated up to several MeV. Energy and angular distributions of the electron and photons beams were characterized. The sources were optimized by varying the spatial extension of the plasma at both the front and the back end of the initial target position. In the optimal configuration of the laser-plasma coupling, more than 10^{11} electrons were accelerated. In the case of liquid target, a photon source was produced at a high repetition rate on an energy range of tens of keV by the interaction of the AURORE Laser at CELIA ($10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) and a melted gallium target. It was shown that both the mean energy and the photon number can be increased by creating gallium jets at the surface of the liquid target with a pre-pulse. A physical interpretation supported by numerical simulations is proposed.

Keywords:

Imaging Plate ; IP ; laser/plasma ; particule sources ; ELFIE ; AURORE ; gallium
